BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI

TOMUL XVII (XXI)

Fasc. 1–2

SECȚIA III

ELECTROTEHNICĂ
ELECTRONICĂ
AUTOMATIZĂRI

1971

COLEGIUL DE REDACȚIE

Prof. em. dr. doc. GH. ALEXA, prof. em. ing. D. ATANASIU, prof. ing. C. CALISTRU, prof. ing. T. GOLGOȚIU, prof. dr. doc. D. MANGERON (secretar), conf. ing. A. MARCHIȘ, prof. dr. doc. D. RUSU, acad. prof. dr. doc. CRISTOFOR SIMIONESCU (președinte)

COMITETUL DE REDACȚIE AL SECȚIEI

III. ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

Prof. dr. doc. N. V. BOȚAN
Prof. dr. ing. D. BĂRBULESCU
Prof. dr. ing. L. SEBASTIAN

REDACȚIA

Prof. dr. doc. D. MANGERON (redactor responsabil)
Conf. dr. ing. HUGO ROSMAN (secretar)
Ing. ANETA BRAIER (redactor)

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2 1971

Secția III

ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

SUMAR

HUGO ROSMAN, Asupra relațiilor Manley-Rowe în cîmpul electromagnetic (engl., rez. rom.) 1

NORBERT ZITRON și M. ANTONESCU, Triplorul feromagnetic monofazat în regim subarmonic (germ., rez. rom.) 9

AL. SIMION și ILIE POPESCU, Regimuri de variații prin salt ale semnalelor în circuite ferorezonante (germ., rez. rom.) . . 19

T. I. LÁSZLÓ și P. CIOARĂ, Dispozitiv automat pentru trasarea diagramelor de radiație ale antenelor (franc., rez. rom.) . . . 31

CAMELIA ANDRONE și PARASCHIVA HABA, Asupra amplificatoarelor magnetice cu reacție internă. Regimul permanent al elementului amplificator magnetic cu semiundă (engl., rez. rom.) . 35

M. CREȚU și PAUL GAVRILESCU, Metodă și aparat pentru măsurarea directă a randamentului de transmisie al cuadripolilor în curent alternativ (rom., rez. franc.) 45

TRAIAN BĂLAN și C. HARJA, Aparat pentru măsurarea inducțiilor alternative în aer cu ajutorul efectului magnetorezistiv la diodele semiconductoare cu germaniu (germ., rez. rom.) . . . 49

HARI HERȘCOVICI și EMIL LUCA, Influența rezistenței de intrare a amplificatoarelor operaționale ale regulatoarelor, asupra preciziei de calcul (engl., rez. rom.) 57

TRAIAN GIOSAN, Sinteza unor clase de sisteme neliniare (franc., rez. rom.) 69

N. REUS, VIANOR BOICIU și C. ONU, Dispozitiv electronic de numărare a peștilor (rom., rez. rusă) 79

Pag.

I. S. EREMEEV (U.R.S.S.), Transformatoare magnetice și magneto-tranzistorizate de mărimi discrete în continue (rusă, rez. rom.) . 87

LEOPOLD SEBASTIAN, VALERIU MUNTEANU și TEOHARI GANCIU, Considerațiuni asupra funcției de transfer a regulexului (rom., rez. rusă) 99

IOSIF BERGMAN, Cu privire la problema circulației puterilor active și reactive în generatorul trifazat cu colector (germ., rez. rom.) 107

AL. POEATĂ, GH. CÎRȚINĂ și VIRGIL ALEXANDRESCU, Asupra utilizării reactorilor reglabili în vederea ameliorării calității tensiunii în rețelele de distribuție (franc., rez. rom.) . . . 117

LAURIAN PREDA, Asupra posibilităților de trasare a curbelor izolux cu ajutorul curbelor izocandele, pentru un corp de iluminat oarecare (rom., rez. franc.) 125

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Tom XVII (XXI), Fasc. 1—2 1971

Section III

ELECTROTECHNICS. ELECTRONICS. AUTOMATION

CONTENTS

	Pag.
HUGO ROSMAN, On the Manley-Rowe Relations in Electromagnetic Field (English, Romanian summary)	1
NORBERT ZITRON und M. ANTONESCU, Der einphasige ferromagnetische Frequenzverdreifacher im subharmonischen Vorgang (German, Romanian summary)	9
AL. SIMION und ILIE POPESCU, Sprunghafte Betriebsweisen der Signale in Ferrorezonanzkreisen (German, Romanian summary) .	19
T. I. LASZLÓ et P. CIOARĂ, Appareil automatique pour tracer des diagrammes polaires de rayonnement des antennes (French, Romanian summary)	31
CAMELIA ANDRONE and PARASCHIVA HABA, On the Theory of Selfsaturating Magnetic Amplifier. The Steady-State of Magnetic Amplifier Element with Half-Wave (English, Romanian summary)	35
M. CREŢU et PAUL GAVRILESCU, Méthode et appareil pour la mesure du rendement de la transmission des quadripôles en courant alternatif (Romanian, French summary)	45
TRAIAN BĂLAN und C. HARJA, Gerät zum Messen der Wechselinduktion in der Luft, mit Hilfe des Gausseffekts bei den Halbleiterdioden mit Germanium (German, Romanian summary) .	49
HARI HERŞCOVICI and EMIL LUCA, The Influence of the Controllers Operational Amplifier Input Resistance on the Computing Accuracy (English, Romanian summary)	57
TRAIAN GIOSAN, Synthèse de certaines classes de systèmes non linéaires (French, Romanian summary)	69

Pag.

N. REUS, VIANOR BOICIU et C. ONU, Dispositif électronique compteur de poissons (Romanian, Russian summary) 79

I. S. EREMEEV (U.S.S.R.), Magnetic and Transistor-Magnetic Digital-to-Analogue Converter (Russian, Romanian summary) . . . 87

LEOPOLD SEBASTIAN, VALERIU MUNTEANU and TEOHARI GANCIU, The Transfer Function of the Regulex (Romanian, Russian summary) 99

IOSIF BERGMAN, Über die Wirk- und Blindleistungsübertragung im selbsterregten Drehstromstromwendergenerator (German, Romanian summary) 107

AL. POEATĂ, GH. CÎRȚINĂ et VIRGIL ALEXANDRESCU, Sur l'utilisation des réacteurs réglables en vue d'améliorer la qualité de la tension dans les réseaux de distribution (French, Romanian summary) 117

LAURIAN PREDA, Sur les possibilités de tracer les courbes isolux à l'aide des courbes isocandela pour un corps éclairant quelconque (Romanian, French summary) 125

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Том XVII (XXI), вып. 1—2 1971

Секция III

ЭЛЕКТРОТЕХНКА. ЭЛЕКТРОНИКА. АВТОМАТИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

ГУГО РОСМАН, О соотношениях Мэнли–Роу в электромагнитном поле (англ., рез. рум.) 1

НОРБЕРТ ЦИТРОН и М. АНТОНЕСКУ, Однофазный ферромагнитный триплор в субгармоническом режиме (нем., рез. рум.) 9

АЛ. СИМИОН и ИЛИЕ ПОПЕСКУ, Режимы скачкообразных вариации сигналов в феррорезонантных цепях (нем, рез. рум.) 19

Т. И. ЛАСЛО и П. ЧИОАРЭ, Автоматическое устроиство для вычерчивания диаграм радиации антенн (франц., рез. рум.) 31

КАМЕЛИА АНДРОНЕ и ПАРАСКИВА ХАБА, К магнитным усилителям с самонасыщением. Установившийся режим магнитного усилителя с полуволновым выходом (англ., рез. рум.) 35

М. КРЕЦУ и ПАУЛ ГАВРИЛЕСКУ, Метод и прибор для непосредственного измерения к. п. д. четырёхполюсников в переменном токе (рум., рез. франц.) 45

ТРАЯН БАЛАН и К. ХАРЖА, Прибор для измерения переменных магнитных индукции в воздухе с помощию магнито-сопротивленнего эффекта в полупроводниковых диодах с германием (нем., рез. рум.) . . 49

ГАРИ ГЕРШКОВИЧ и ЕМИЛ ЛУКА, Влияние входного сопротивления операторных усилителей регуляторов на точность вычислений (англ., рез. рум.) 57

ТРАЯН ДЖОСАН, Синтез некоторых классов нелинейных систем (франц., рез. рум.) 69

Н. РЕУС, ВИАНОР БОИЧУ и К. ОНУ, Электронное устройство для счета рыбы (рум., рез русск.) 79

Стр.

И. ЕРЕМЕЕВ (СССР), Магнитные и магнитно-транзисторные преобразователь дискретных величин в непрерывные (русск., рез. рум.) . . 87

ЛЕОПОЛД СЕБАСТИАН, ВАЛЕРЮ МУНТЯНУ и ТЕОГАРИ ГАНЧУ, О передаточной функции регулекса (рум., рез. русск.) 99

ИОСИФ БЕРГМАН, О вопросе циркуляции активной и реактивной мощностей в трехфазном генераторем с коллектором (нем., рез. рум.) . 107

А. ПОЯТЭ, Г. КЫРЦИНЭ и ВИРДЖИЛ АЛЕКСАНДРЕСКУ, О применении управляемых реакторов для улучшения качества напряжения в распределительных сетях (франц., рез. рум.) 117

ЛАУРИАН ПРЕДА, О возможностях трассировки изолуксных кривых с помощью изокандельных кривых для любого освещенного тела (рум., рез. франц.) 125

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. C, 538.312

ON THE MANLEY-ROWE RELATIONS IN ELECTROMAGNETIC FIELD *)

BY

HUGO ROSMAN

1. In the power balance of non linear and parametric networks, Manley-Rowe (M. R.) relations (1956) [1] plays a foundamental role.

Consider a network with nonlinear, nondissipatif and without hysteresis elements, in which not occur nonperiodic processes, feeded by two sinusoidal EMF of frequencies f_1 and f_2. In this situation an active power transfer between the harmonics of order p and q of the tensions and currents arises, which can be expressed by means of M. R. relations:

$$(1) \qquad \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{pP_{p,q}}{pf_1+qf_2}=0, \quad \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{qP_{p,q}}{pf_1+qf_2}=0,$$

where $P_{p,q}=\Re e(\underline{S}_{p,q})=\Re e(\underline{U}_{p,q}\underline{I}^{*}_{p,q})$, with:

$$(2) \qquad \begin{cases} U_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}u(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t), \\ \underline{I}_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}i(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_2 t). \end{cases}$$

In Eqs. (2) an inversion of the double Fourier series complex form [2] was performed.

Eqs. (1) are very usefully in the study of parametric oscillators, frequency multipliers and divisors, modulators or amplifiers (for instance [3]).

It is natural to believe that Eqs. (1) proceed from more general ones, which may be established in the electromagnetic field.

The aime of this paper is to find relations of M. R. type in electromagnetic field.

---

*) Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute, Jassy, July 2—4, 1970.

2. Let be an electromagnetic field, in a motionless medium, *nonlinear*, whithout electric and magnetic permanent polarization, nondissipatif and whithout hereditary properties. In these conditions Maxwell's equations are:

$$\nabla\times\mathbf{H}=\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t},\quad \nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \tag{3}$$

which $\mathbf{D}=\mathbf{D}(\mathbf{E})$, $\mathbf{B}=\mathbf{B}(\mathbf{H})$ – nonlinear functions having the usually significations.

If that field is excited by sources oscillating harmonically during the time as well of f_1 as of f_2 frequencies the field vectors $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{D}, \mathbf{B})$ will be periodic and contain harmonics of frequencies $f_{p,q}=pf_1+qf_2$ (p, q being positive, negative or vanishing whole numbers).

By utilising the complex form of the double Fourier series [2] we can write:

$$\begin{cases} \mathbf{E}=\sum\limits_{p=-\infty}^{\infty}\sum\limits_{q=-\infty}^{\infty}\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\,e^{j(p\omega_1+q\omega_2)t}, & \mathbf{H}=\sum\limits_{p=-\infty}^{\infty}\sum\limits_{q=-\infty}^{\infty}\underline{\mathbf{H}}_{p,q}\,e^{j(p\omega_1+q\omega_2)t}, \\ \mathbf{D}=\sum\limits_{p=-\infty}^{\infty}\sum\limits_{q=-\infty}^{\infty}\underline{\mathbf{D}}_{p,q}\,e^{j(p\omega_1+q\omega_2)t}, & \mathbf{B}=\sum\limits_{p=-\infty}^{\infty}\sum\limits_{q=-\infty}^{\infty}\underline{\mathbf{B}}_{p,q}\,e^{j(p\omega_1+q\omega_2)t}, \end{cases} \tag{4}$$

where

$$\begin{cases} \underline{\mathbf{E}}_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{E}(x,y,z;t)e^{-j(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t), \\ \underline{\mathbf{H}}_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{H}(x,y,z;t)e^{-j(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t), \\ \underline{\mathbf{D}}_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{D}(x,y,z;t)e^{-j(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t), \\ \underline{\mathbf{B}}_{p,q}=\dfrac{1}{4\pi^2}\displaystyle\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{B}(x,y,z;t)e^{-j(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t). \end{cases} \tag{5}$$

3. By performing the scalar product of Eq. (5_1) with $jp\underline{\mathbf{D}}^*_{p,q}$ and the sum with respect to p and q it results:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q} = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi} \mathbf{E}(x,y,z;t)\cdot$$

(6)

$$\cdot\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t).$$

If we differentiate Eq. (4_3) with respect to the time we obtain:

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial(\omega_1 t)} = \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{D}}_{p,q}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t} \tag{7}$$

or

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial(\omega_1 t)} = -\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}. \tag{8}$$

Taking into account (8), Eq. (6) becomes:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q} = -\frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi} \mathbf{E}(x,y,z;t)\,\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t). \tag{9}$$

But, for $\omega_2 t = \text{const.}$

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t) = \frac{\mathrm{d}\mathbf{D}}{\mathrm{d}(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t)\Big|_{\omega_2 t=\text{const}} = \mathrm{d}\mathbf{D} \tag{10}$$

so that

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q} = -\frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}(\omega_2 t)\int_{\mathbf{D}(\omega_1 t=0)}^{\mathbf{D}(\omega_1 t=2\pi)} \mathbf{E}(x,y,z;t)\mathrm{d}\mathbf{D} = 0, \tag{11}$$

as a consequence of the periodical character of the considered electromagnetic field vectors oscillations.

Eq. (3) allows to establish that

$$\nabla\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q} = -\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)\underline{\mathbf{D}}^{*}_{p,q}, \tag{12}$$

where we made use of (4_2), (4_3), (5_3). Therefore Eq. (11) may be finally written as:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{p\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q}}{pf_1+qf_2} = 0. \tag{13}$$

4. By performing the scalar product of Eq. (5_2) with $\mathrm{j}p\mathbf{B}^{*}_{p,q}$ and the sum with respect to p and q we get:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathrm{j}p\underline{\mathbf{H}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q} = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{H}(x,\,y,\,z;\,t)\cdot$$

(14)

$$\cdot\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\mathrm{j}p\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}\,\mathrm{d}(\omega_1 t).$$

If we differentiate Eq. (4_4) with respect to the time than:

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial(\omega_1 t)} = \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\mathrm{j}p\underline{\mathbf{B}}_{p,q}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}, \tag{15}$$

or

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial(\omega_1 t)} = -\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\mathrm{j}p\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)t}\,. \tag{16}$$

By virtue of (16), Eq. (14) may take the equivalent form:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\mathrm{j}p\underline{\mathbf{H}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q} = -\frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_0^{2\pi}\mathbf{H}(x,\,y,\,z;\,t)\,\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t). \tag{17}$$

If $\omega_2 t = \text{const.}$

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t) = \frac{\mathrm{d}\mathbf{B}}{\mathrm{d}(\omega_1 t)}\,\mathrm{d}(\omega_1 t)\Big|_{\omega_2 t=\text{const.}} = \mathrm{d}\mathbf{B} \tag{18}$$

then

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\mathrm{j}p\underline{\mathbf{H}}_{p,q}\cdot\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q} = -\frac{1}{4\pi^2}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}(\omega_2 t)\int_{\mathbf{B}(\omega_1 t=0)}^{\mathbf{B}(\omega_1 t=2\pi)}\mathbf{H}(x,\,y,\,z;\,t)\mathrm{d}\mathbf{B} = 0, \tag{19}$$

consequence of the same periodical character of the electromagnetic field vectors oscillations (as well as Eq. (11)).

By making use of relations (3_2), (4_1), (4_4) and (5_4) we obtain

$$\nabla\times\underline{\mathbf{E}}^{*}_{p\,q} = \mathrm{j}(p\omega_1+q\omega_2)\underline{\mathbf{B}}^{*}_{p,q} \tag{20}$$

and Eq. (19) finally becomes:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\underline{\mathbf{H}}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{E}}^{*}_{p,q}}{pf_1+qf_2} = 0. \tag{21}$$

5. Eqs. (13) and (21) allows to establish the following relation:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p(\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{E}}_{p,q}-\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q})}{pf_1+qf_2} = 0. \tag{22}$$

Taking now into account the vectorial identity:

$$\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{E}}_{p,q}-\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\cdot\nabla\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q}=\nabla(\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q})=\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}, \tag{23}$$

where $\underline{\mathbf{s}}_{p,q}=\underline{\mathbf{E}}_{p,q}\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{p,q}$ represents the complex expression of Poynting's vector corresponding to the harmonics of rang p and q, we obtain finally:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\,\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}}{pf_1+qf_2}=0. \tag{24}$$

In a similar way we can also establish that:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{q\,\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}}{pf_1+qf_2}=0. \tag{25}$$

By integrating Eqs. (24) and (25) on a finite volume V bounded by the surface S it results:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\underline{S}_{r\,p,q}}{pf_1+qf_2}=0,\quad \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{q\underline{S}_{r\,p,q}}{pf_1+qf_2}=0, \tag{26}$$

where

$$\underline{S}_{r\,p,q}=\iint_{S}\underline{\mathbf{s}}_{p,q}\,\mathrm{d}\mathbf{A}=\iiint_{V_S}\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}\,\mathrm{d}V \tag{27}$$

represents the complex apparent power corresponding to the harmonics of rang p and q, radiated through the surface S.

6. Eq. (24) may be also written as:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\,\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}}{pf_1+qf_2}=\sum_{p=-\infty}^{0}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\,\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}}{pf_1+qf_2}+\sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\,\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q}}{pf_1+qf_2}. \tag{28}$$

By inverting in the first term of the right side the signs of p and q coefficients and by virtue of (s. Eq. (5)):

$$\underline{\mathbf{E}}_{-p,\,-q}=\underline{\mathbf{E}}^{*}_{p,\,q},\quad \underline{\mathbf{H}}^{*}_{-p,\,-q}=\underline{\mathbf{H}}_{p,q}, \tag{29}$$

namely

$$\underline{\mathbf{s}}_{-p,\,-q}=\underline{\mathbf{E}}_{-p,-q}\times\underline{\mathbf{H}}^{*}_{-p,\,-q}=\underline{\mathbf{E}}^{*}_{p,\,q}\times\underline{\mathbf{H}}_{p,\,q}=\underline{s}^{*}_{p,q}, \tag{30}$$

we get

$$\sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\,\mathcal{R}e(\nabla\underline{\mathbf{s}}_{p,q})}{pf_1+qf_2}=0. \tag{31}$$

In a similar way, starting from Eq. (25) and utilising an analogous method it results:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{q\mathcal{R}e(\underline{\nabla}\mathbf{s}_{p,q})}{pf_1+qf_2}=0. \tag{32}$$

By comparing Eqs. (1) with (31), (32) we conclude that the active powers radiated in each unit of volume of the studied electromagnetic field satisfy relationships of M. R. type. Obviously Eqs. (31), (32) represents the *differential form* of those relations.

7. Utilising an analogous method we conclude that Eqs. (26) lead to

$$\sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{pP_{r_{p,q}}}{pf_1+qf_2}=0,\quad \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{qP_{r_{p,q}}}{pf_1+qf_2}=0, \tag{33}$$

where $P_{r_{p,q}}=\mathcal{R}e(\underline{S}_{r_{p,q}})$ are the active power corresponding to the harmonics of rangs p and q, radiated through surface S. Eqs. (33) may be interpreted as the *integral form* of M. R. relations corresponding to the active powers radiated through a cloused surface placed in an electromagnetic field of the here studied type.

8. The electromagnetic energy theorem, in a motionless medium, isotropic, permanently nonpolarized, nondissipatif and without hereditary properties, can be written in the differential form as [5]:

$$\frac{\partial w}{\partial t}+\nabla\mathbf{s}=0, \tag{34}$$

where w represents the volumetric density of electromagnetic field energy. Hers integral form is:

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\iint_S \mathbf{s}\,\mathrm{d}\mathbf{A}=0, \tag{35}$$

with W — the energy stored in the finite region bounded by surface S in the electromagnetic field.

For the pair of harmonics of rang p, q, after utilising the complex symbolic representation, Eqs. (34), (35) lead to

$$\frac{\partial \underline{S}_{p,q}}{\partial v}+\underline{\nabla}\mathbf{s}_{p,q}=0, \tag{36}$$

respectively

$$\underline{S}_{p,q}+\iint_S \underline{\mathbf{s}}_{p,q}\,\mathrm{d}\mathbf{A}=0, \tag{37}$$

where $\underline{S}_{p,q}$ is the complex apparent power stored in the electromagnetic field of the considered harmonics.

By comparing Eqs. (31), (32) and (36) we obtain

$$(38) \qquad \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\partial[\mathcal{R}e(\underline{S}_{p,q})]/\partial v}{pf_1+qf_2}=0, \qquad \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{q\partial[\mathcal{R}e(\underline{S}_{p,q})]/\partial v}{pf_1+qf_2}=0.$$

On the other hand the comparison of Eqs. (33) and (37) leads to:

$$(39) \qquad \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=-\infty}^{\infty}\frac{p\mathcal{R}e(\underline{S}_{p,q})}{pf_1+qf_2}=0, \qquad \sum_{p=-\infty}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{q\mathcal{R}e(\underline{S}_{p,q})}{pf_1+qf_2}=0.$$

Eqs. (38) represents the *differential form* and Eqs. (39) the *integral form* of M. R. relations corresponding to the stored active powers in an electromagnetic field of the mentioned type.

9. We can conclude that the active powers radiated (through a closed surface or in an unit of volume), and stored (in a finite volume or in an unit of volume), in electromagnetic fields in motionless media, isotropic, nonlinear, permanently nonpolarizated, nondissipatif and without hereditary properties satisfy relations of M. R. type.

In this way we prouve that the active power transfer from an harmonic to an other in nonlinear, nondissipatif networks, without hysteresis and in which not occur nonperiodic processes take place through electromagnetic radiation in the electromagnetic field of these networks.

The relations of M. R. type (31)...(33), (38) and (39), established for the active powers radiated or stored in an electromagnetic field, can be usefull for studying the processes occuring in nonlinear and parametric networks.

10. In a next paper we will establish other power relations similar to those of M. R. type, regarding both the active and the reactive powers radiated or storred in electromagnetic fields of the studied here [2]).

Received December 15, 1970

Polytechnic Institute, Jassy,
Department of Electrotechnics
and Electrical Measurements

REFERENCES

1. Manley J. W., Rowe H. E., *Some General Properties of Nonlinear Elements. General Energy Relations.* Proceed. of the I. R. E., **44**, 7, 904–913 (1956).
2. Толстов Г. П., *Ряды Фурье.* ГИТТЛ, М.–Л., 1951, гл. **VIII.**
3. Louisell W. H., *Coupled Mode and Parametric Electronics.* J. Willey a. Sons, N. Y.– London, 1960, § 4.4.

[2]) The author has established similar relations for nonlinear and parametric circuits [4].

4. Rosman H., *Über die Manley-Rowe Beziehungen.* **XIV.** Intern. Wiss. Koll., TH Ilmenau 23–28 (1969).
5. Нетушил А. В., Поливанов К. М., *Основы электротехники. 4.* **III**, ГЭИ, М.–Л., 1956, 116.

ASUPRA RELAŢIILOR MANLEY-ROWE ÎN CÎMPUL ELECTROMAGNETIC

(Rezumat)

Se arată că puterile active radiate (în unitatea de volum sau printr-o suprafaţă închisă) şi înmagazinate (în unitatea de volum sau într-un domeniu finit) în cîmpurile electromagnetice care evoluează în medii imobile, izotrope, neliniare, nepolarizate permanent, nedisipative şi lipsite de propietăţi ereditare, satisfac relaţii de tip Manley-Rowe.

Transferul puterii active, de la o frecvenţă la alta, în circuitele reactive, nedisipative, *neliniare*, lipsite de isterezis şi în care nu au loc procese neperiodice, se realizează prin radiaţie electromagnetică, în cîmpul electromagnetic al acestor circuite.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
SECŢIA III
ELECTROTEHNICA, ELECTRONICA

D. K. 621,314,628

DER EINPHASIGE FERROMAGNETISCHE FREQUENZVERDREIFACHER IM SUBHARMONISCHEN VORGANG*)

VON

NORBERT ZITRON und M. ANTONESCU

1. Vorwort

In den letzten Jahren haben sich in der Rechentechnik die parametrischen Frequenzteilern, wegen deren Verwendungsmöglichkeit als logische Elemente mit mehreren stabilen Ständen [1], imponiert.

Der parametrische Frequenzteiler ist ein nichtlinearer resonanter Kreis, mit einem reaktiven variablen Element — Kapazität oder Induktivität. Im Frequenzteiler wird die Energie, von einer Frequenz zur anderer, mittels des reaktiven nichtlinearen Elements, übertragen. Bei der Energieübertragung werden die allgemeinen energetischen Beziehungen von M a n l e y und R o w e [2] befriedigt.

In der Arbeit [3] wird praktisch die Erregungsmöglichkeit der Unterschwingungen im einphasigen ferromagnetischen Frequenzverdreifacher, der auf einer Kapazität geschlossen ist gezeigt. Es werden erfahrungsmässsig die Existenzbereiche der erregten Unterschwingungen, in Abhängigkeit von der Kapazität des Resonanzkreises, dargestellt.

In vorliegender Arbeit wird theoretisch und erfahrungsmässig die Erregung der dritten Unterschwingung im einphasigen ferromagnetischen Frequenzverdreifacher untersucht.

2. Die Arbeitsweise des Frequenzverdreifachers auf der dritten Unterschwingung

Die Schaltung des einphasigen magnetischen Frequenzverdreifachers der auf einer kapazitiver Last geschlossen ist, ist in Abb. 1 gezeigt. Der Kreis enthält zwei einphasige Transformatoren, von denen, einer nichtlinear, und der zweite linear ist. Die Primärwicklungen (mit den Windungszahlen w_1) deren zwei Transformatoren sind in Reihe additional geschaltet und

*) Mitgeteilt an der wissenschaftlichen Tagung der Technischen Hochschule, Jassy, den 2—4. Juli 1970.

mit einer sinusförmiger Spannung gespeist. Die Sekundärwicklungen (mit den Windungszahlen w_2) sind in Reihe differentiel gebunden und in Parallel mit einem Kondensator C und einem Widerstand R, geschaltet.

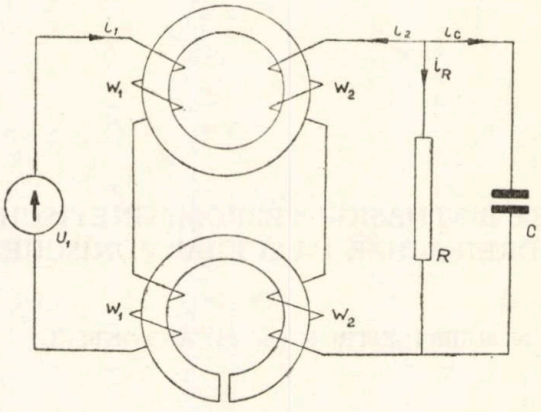


Abb. 1

Für die weiteren Berücksichtigungen werden folgende Voraussetzungen gemacht:

a) Das Kernhysteresis des nichtlinearen Transformators wird vernachlässigt. Dessen Kennlinie wird durch den Ansatz:

$$i = k_1\Phi + k_3\Phi^3, \tag{1}$$

wobei k_1 und k_3 Annäherungskoeffizienten sind, approximiert.

b) Die Kennlinie des linearen Transformators wird durch den Ansatz:

$$i = k_0\Phi \tag{2}$$

approximiert.

c) Die Widerstände der Wicklungen werden vernachlässigt.

d) Das Anschliessen der sinusförmigen Spannung $U_m \cos \omega t$ findet bei der Zeit $t = 0$ statt.

Mit diesen Voraussetzungen können folgende Gleichungen:

$$(3)\begin{cases} w_1 \dfrac{d(\Phi_1 + \Phi_2)}{dt} = U_m \cos \omega t, \quad i_2 + \dfrac{w_2}{R} \cdot \dfrac{d(\Phi_1 - \Phi_2)}{dt} + Cw_2 \dfrac{d^2(\Phi_1 - \Phi_2)}{dt^2} = 0; \\ w_1 i_1 + w_2 i_2 = k_1 \Phi_1 + k_3 \Phi_1^3, \quad w_1 i_1 - w_2 i_2 = k_0 \Phi_2, \end{cases}$$

geschrieben werden.

Die Gleichung (3_1) ergibt:

$$\Phi_1 + \Phi_2 = \frac{U_m}{\omega w_1} \sin \omega t\,. \tag{4}$$

Man bezeichnet:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = y, \quad \frac{U_m}{\omega w_1} = \Phi_m . \tag{5}$$

Aus den Gleichungen (4) und (5) folgt:

$$\Phi_1 = \frac{1}{2}(\Phi_m \sin \omega t + y), \quad \Phi_2 = \frac{1}{2}(\Phi_m \sin \omega t - y). \tag{6}$$

Werden die letzten zwei Gleichungen des System (3) und die Gleichungen (5) benützt, erhält man:

$$i_2 = \frac{1}{2w_2}\left[\frac{1}{2}(k_1 - k_0)\Phi_m \sin \omega t + \frac{1}{2}(k_1 + k_0)y + \frac{k_3}{8}(\Phi_m \sin \omega t + y)^2\right]. \tag{7}$$

Die Gleichung (3_2) unter Berücksichtigung der Gleichung (7) wird:

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + \left(\frac{\omega}{3\omega_0}\right)^2 y = -2\delta\frac{dy}{d\tau} - \alpha \sin\frac{\omega}{\omega_0}\tau + \beta \sin 3\frac{\omega}{\omega_0}\tau + \tag{8}$$

$$+ \gamma y \cos 2\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \mu y^2 \sin\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \lambda y^3 + \Delta y,$$

wobei man:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{4Cw_2^2}(k_1 + k_0 + \dfrac{3}{8}k_3\Phi_m^2) = \omega_0^2, \quad \dfrac{1}{RC\omega_0} = 2\delta, \\ \dfrac{\Phi_m}{4Cw_2^2\omega_0^2}\left(k_1 - k_0 + \dfrac{3}{16}k_3\Phi_m^2\right) = \alpha, \quad \dfrac{k_3^3\Phi_m^3}{64Cw_2^2\omega_0^2} = \beta, \\ \dfrac{3}{32}\cdot\dfrac{k_3}{Cw_0^2w_2^2}\Phi_m^2 = \gamma, \quad \dfrac{3}{16}\cdot\dfrac{k_3}{Cw_2^2\omega_0^2}\Phi_m = \mu, \\ \dfrac{1}{16}\cdot\dfrac{k_3}{Cw_2^2\omega_0^2} = \lambda, \quad \left(\dfrac{\omega}{3\omega_0}\right)^2 - 1 = \Delta, \end{cases} \tag{9}$$

bezeichnete.

Wenn man im Punkt der resultierenden Kennlinie, in welchen die Verdreifachung ideal ist, arbeitet, dann ist $\alpha = 0$. Gleichzeitig kann man β vernachlässigen, weil er sehr klein ist und in der Lösung der Differentialgleichung als $\beta/8(\beta/(1-n^2)$, wobei n der Unterschwingungsordnung, in unseren Fall $n = 3$) ($\beta \approx 0$), erscheint.

Mit $\alpha = 0$ und $\beta = 0$ wird die Gleichung (8):

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + \left(\frac{\omega}{3\omega_0}\right)^2 y = -2\delta\frac{dy}{d\tau} + \gamma y \cos 2\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \mu y^2 \sin\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \lambda y^3 + \Delta y. \tag{10}$$

Die Gleichung (10) kann man folgendermassen umformen:

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + \left(\frac{\omega}{3\omega_0}\right)^2 y = \varepsilon\left(-\frac{2\delta}{\varepsilon}\cdot\frac{dy}{d\tau} + \frac{\gamma}{\varepsilon}y\cos 2\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \right. \tag{11}$$
$$\left. -\frac{\mu}{\varepsilon}y^2\sin\frac{\omega}{\omega_0}\tau - \frac{\lambda}{\varepsilon}y^3 + \frac{\Delta}{\varepsilon}y\right),$$

durch Einsetzung eines Parameters ε mit der selben Grösse wie $\delta, \gamma, \mu, \lambda$ und Δ.

Für die Lösung der Gleichung (11) macht man den Ansatz:

$$y = a\cos\left(\frac{\omega}{3\omega_0}\tau + \theta\right). \tag{12}$$

Die Lösung der Gleichung (11) durch der asymptotischen Methode von Bogoljubow und Krylow [4] ergibt:

$$\begin{cases} \dfrac{da}{d\tau} = \varepsilon A_1(a,\theta) = -\delta a + \dfrac{3}{8}\cdot\dfrac{\omega_0}{\omega}\mu a^2\cos 3\theta, \\ \dfrac{d\theta}{d\tau} = \varepsilon B_1(a,\theta) = \dfrac{3\omega_0}{2\omega}\left(\dfrac{3}{4}\lambda a^2 - \dfrac{\mu a}{4}\sin 3\theta - \Delta\right). \end{cases} \tag{13}$$

Die stationären Lösungen erhält man falls:

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{d\theta}{d\tau} = 0, \tag{14}$$

also:

$$-\delta a + \frac{3}{8}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}\mu a^2\cos 3\theta = 0, \quad \frac{3}{4}\lambda a^2 - \frac{\mu a}{4}\sin 3\theta - \Delta = 0. \tag{15}$$

Aus der ersten Gleichung des Systems (15) folgt:

$$\cos 3\theta_{st} = \frac{8}{3}\cdot\frac{\delta\omega}{\mu\omega_0 a} = \frac{64}{9}\cdot\frac{\omega^2}{k_3 R\Phi_m}, \tag{16}$$

$$\theta_{st} = \frac{1}{3}\arccos\left(\frac{8}{3}\cdot\frac{\delta\omega}{\mu\omega_0 a_{st}}\right) + \frac{2}{3}n\pi. \tag{17}$$

Die Gleichung (17) zeigt, dass die Schwingungsphase von dem Fluss Φ_m, dem Widerstand des Resonanzkreises R, der Speisungfrequenz ω und vom Kernwerkstoff des nichtlinearen Transformators, abhängig ist. Es ist zu bemerken aus (17), dass die dritte Unterschwingung drei stabile Erregungsphasen, die sich um 120° unterscheiden, hat.

Für Bestimmung der stationären Höchstswerten schreibt man das Gleichungssystem (15) unter der Form:

$$(18) \qquad \cos 3\theta_{st} = \frac{8}{3} \cdot \frac{\delta\omega}{\mu\omega_0 a_{st}}, \quad \sin 3\theta_{st} = \frac{4}{\mu a_{st}}\left(\frac{3}{4}\lambda a_{st}^2 - \Delta\right).$$

Durch Beseitigung von θ_{st} erhält man eine Gleichung in a_{st}, die den folgenden Ausdruck ergibt:

$$(19) \qquad a_{st} = \pm\left\{\frac{4}{3}\cdot\frac{\Delta}{\lambda} + \frac{\mu^2}{18\lambda^2} \pm \left[\frac{\mu^4}{324\lambda^4} + \frac{4}{27}\cdot\frac{\Delta\mu^2}{\lambda^2} - \frac{64}{81}\left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}.$$

Setzt man in (19) δ, μ und λ (s. (9_2), (9_6) und (9_7)) ein, dann folgt

$$(20) \qquad a_{st} = \pm\left\{\frac{64}{3}\Delta\frac{C\omega_0^2 w_2^2}{k_3} + \frac{\Phi_m^2}{2} \pm \left[\frac{\Phi_m^4}{2} + \frac{4}{3}\Delta\Phi_m^2 - \frac{16}{81}\left(\frac{\omega}{RC\omega_0^2}\right)^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}.$$

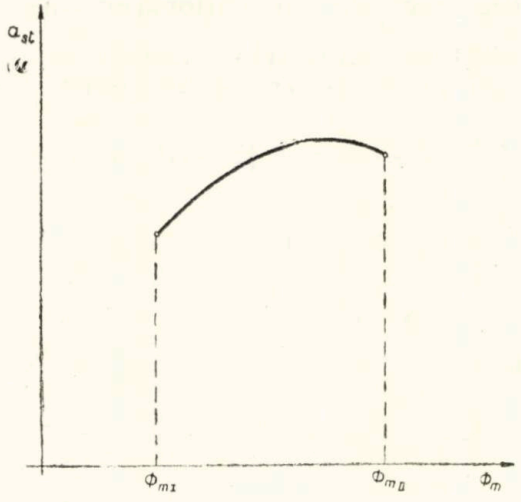


Abb. 2

Aus Gleichung (20) und berücksichtigend den Ausdruck von Δ (s.(9_8)) folgt, dass die Amplitude der erregten Unterschwingung von dem Höchstwert des Speisungsflusses Φ_m, den Resonanzkreisparameteren (R, C), der Frequenz der Speisungsspannung (ω), den Kernwerkstoff (k_3), abhängig ist. Man kann theoretisch die Kennlinien $a_{st}(\Phi_m)$, $a_{st}(C)$, $a_{st}(\omega)$ und $a_{st}(R)$ darstellen.

Die Kennlinie $a_{st}(\Phi_m)$ hat die in Abb. 2, in welcher Φ_{mI} und Φ_{mII} die Grenzwerte des Existenzbereiches sind, gezeigte Form.

Ebenfalls, kann man den Einfluss des Parameters auf diesen Kennlinien untersuchen.

Die Existenzbereiche können leicht aus der Gleichung (20) bestimmt werden. Aus der Gleichung

$$\frac{\Phi_m^4}{2}+\frac{4}{3}\Delta\Phi_m^2-\frac{16}{81}\left(\frac{\omega}{RC\omega_0^2}\right)^2=0 \tag{21}$$

kann man leicht $\Phi_{m\text{schw}}$ und $U_{m\text{schw}}$ bestimmen. Es folgt:

$$U_{m\text{schw}}=\frac{2\omega w_1}{\sqrt{3}}\left\{1-\left(\frac{\omega}{3\omega_0}\right)^2\pm\sqrt{\left[1-\left(\frac{\omega}{3\omega_0}\right)^2\right]^2+\frac{2}{9}\left(\frac{\omega}{RC\omega_0^2}\right)^2}\right\}^{1/2}. \tag{22}$$

Mit Hilfe von Gleichung (22) können die Existenzbereiche der erregten Unterschwingung und zwar: $U_{m\text{schw}}(C)$, $U_{m\text{schw}}(R)$ und $U_{m\text{schw}}(\omega)$ dargestellt werden.

3. Die Stabilität der stationären Lösungen

Um die Stabilität der stationären Lösungen zu untersuchen, schreibt man die Gleichungen in Variationen die den System (16) entsprechen:

$$\begin{cases}\dfrac{d\xi}{d\tau}=\varepsilon A'_{1a}(a_{st},\theta_{st})\xi+\varepsilon A'_{1\theta}(a_{st},\theta_{st})\eta,\\[2ex] \dfrac{d\eta}{d\tau}=\varepsilon B'_{1a}(a_{st},\theta_{st})\xi+\varepsilon B'_{1\theta}(a_{st},\theta_{st})\eta,\end{cases} \tag{23}$$

wobei $\xi=a-a_{st}$, $\eta=\theta-\theta_{st}$.

Weiter erhält man:

$$\begin{cases}\dfrac{d\xi}{d\tau}=\left(-\delta+\dfrac{3}{4}\mu\dfrac{\omega_0}{\omega}a_{st}\cos 3\theta_{st}\right)\xi+\left(-\dfrac{9}{8}\cdot\dfrac{\omega_0}{\omega}\mu a_{st}^2\sin 3\theta_{st}\right)\eta,\\[2ex] \dfrac{d\eta}{d\tau}=\dfrac{3\omega_0}{2\omega}\left(\dfrac{3}{2}\lambda a_{st}-\dfrac{\mu}{4}\sin 3\theta_{st}\right)\xi+\dfrac{3\omega_0}{2\omega}\left(-\dfrac{3\mu a_{st}}{4}\cos 3\theta_{st}\right)\eta.\end{cases} \tag{24}$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung (16) erhält man die folgende charakteristische Gleichung:

$$\lambda^2+2\delta\lambda+\frac{27}{16}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\mu a_{st}^2\left(\frac{3}{4}\lambda a_{st}-\frac{\mu}{4}\sin 3\theta_{st}\right)\sin 3\theta_{st}-3\delta^2=0. \tag{25}$$

Die Wurzeln dieser Gleichung sind:

$$\lambda_{1,2}=-\delta\pm\sqrt{4\delta^2-\frac{27}{16}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\left(\frac{3}{4}\lambda a_{st}-\frac{\mu}{4}\sin 3\theta_{st}\right)\mu a_{st}^2\sin 3\theta_{st}}\,. \tag{26}$$

Das führt zur folgender Stabilitätsbedingung der stationären Lösungen:

$$\frac{27}{16}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\left(\frac{3}{4}\lambda a_{st} - \frac{\mu}{4}\sin 3\theta_{st}\right)\mu a_{st}^2 \sin 3\theta_{st} - 3\delta^2 > 0. \tag{27}$$

4. Erfahrungsmässige Ergebnisse

Die erfahrungsmässigen Versuche wurden an hand von einem nichtlinearen Transformator aus Ultraperm *z*, und einen linearen Transformator mit Luftspalt aus Fe-Si, geführt.

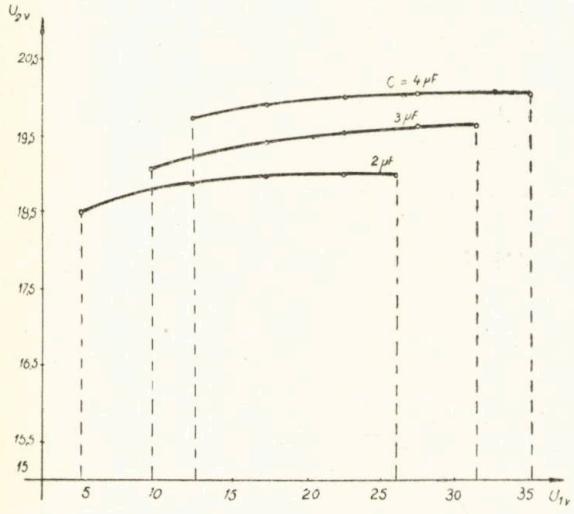


Abb. 3

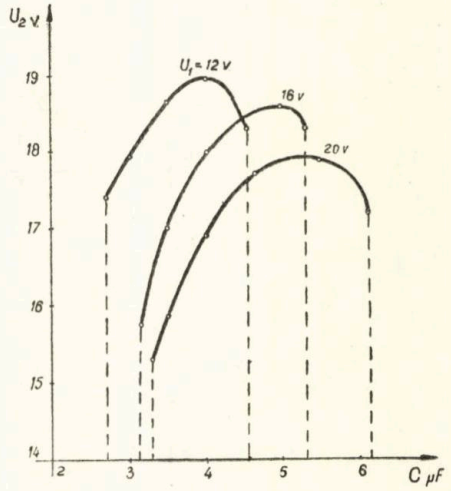


Abb. 4

In Abb. 3 ist die Kennlinienfamilie $U_2(U_1)$ mit C als Parameter, wobei U_2 das Effektivwert der erregten Spannung mit der Frequenz $\omega/3$, und U_1 das Effektivwert der Speisungsspannung sind, dargestellt.

Aus Abb. 3 stellt man, dass der Existenzbereich sich mit wachsenden C zu grössere Werte von U_1 verschiebt, fest.

Die Kennlinienfamilie $U_2(C)$ mit U_1 als Parameter, wurden in Abb. 4 dargestellt. Es ist zu bemerken, dass mit wachsende U_1 der Existenzbereich der Unterschwingung sich nach rechts verschiebt und sein Höchstswert kleiner wird.

Abb. 5 zeigt die form der Kennlinienfamilie $U_2(R)$ mit C als Parameter. Man stellt fest, dass mit wachsenden C der Existenzbereich der Unterschwingung breiter wird und ihres Höchstswert zunimmt.

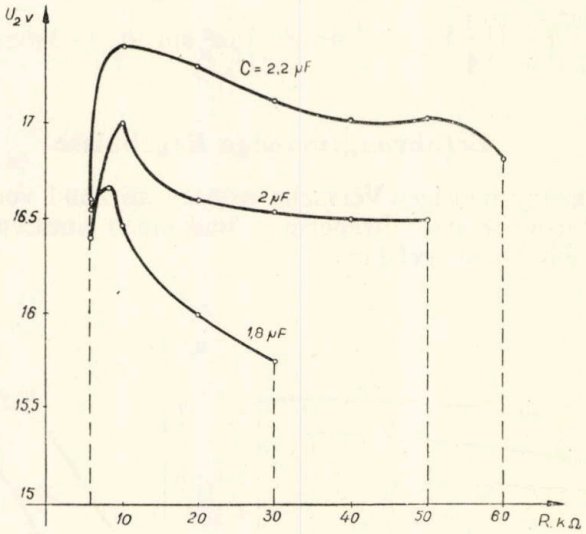

U_2 v
C = 2,2 μF
2 μF
1,8 μF
17
16,5
16
15,5
15
10
20
30
40
50
60
R kΩ

Abb. 5

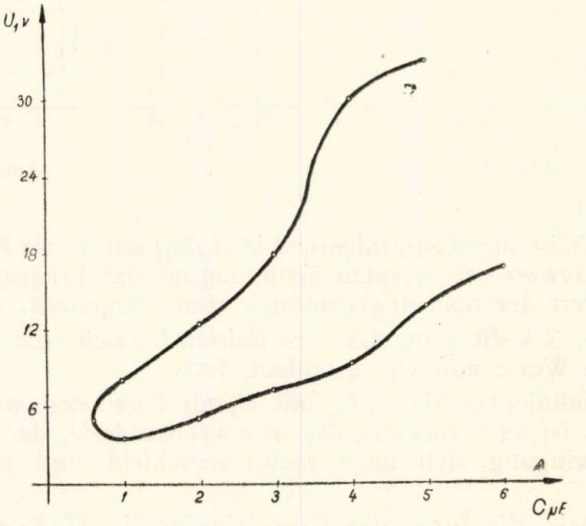

U_1 v
30
24
18
12
6
1
2
3
4
5
6
C μF

Abb. 6

Die Existenzbereiche der Unterschwingung in Abhängigkeit von der Kapazität C und den Widerstand R, $U_1(C)$ und $U_1(R)$, sind graphisch in Abb. 6 und 7 gezeigt.

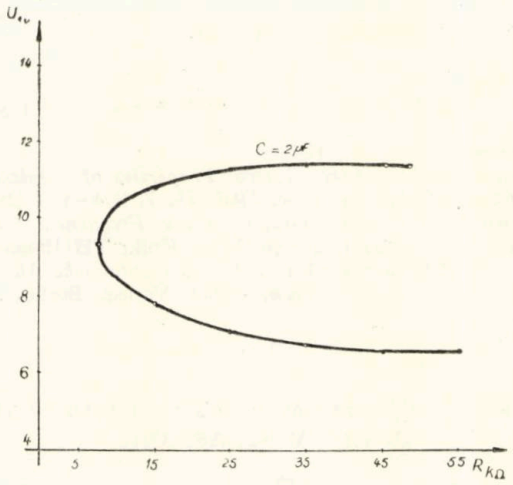


Abb. 7

Es wurde erfahrungsmässig, dass die erregte Unterschwingung drei Schwingungsphasen, die sich durch 120° unterscheiden, geprüft.

5. Schlussfolgerungen

Die Anwendung des klassischen statischen ferromagnetischen einphasigen Frequenzverdreifacher als Frequenzteiler hat den Vorteil der Anwendungsmöglichkeit eines linearen Transformators aus gewöhnlichen magnetischen Werkstoff und durch den Vorteil der Verlustehalbierung.

In diesem Kreis erregen sich leicht die dritte Unterschwingung und alle Unterschwingungen die Vielfache zu drei sind.

Die dritte Unterschwingung hat unterschiedliche Existenzbereiche und ein beschränkter Wert, der von der Speisungsspannung, den Resonanzkreisparametern und vom Kernwerkstoff abhängig ist. Die erregte Unterschwingung hat drei Schwingungsphasen, die sich um 120° unterscheiden.

Die Form der erfahrungmässig erhaltenden Kennlinien stimmt gut mit der Form der theoretischen Kennlinien überein.

Es ist zu erwähnen, als eine besondere Eigenschaft, die leichte Erregung, in bestimmten Bedingungen, der Unterschwingung $\omega/9$, die neun

stabile Schwingungsphasen, die sich um 40° unterscheiden, hat. Der auf dieser Unterschwingung erregte Kreis kann als logisches Element mit zehn stabilen Ständen verwendet werden.

Eingegangen am 2. November 1970

Technische Hochschule, Jassy,
Lehrstuhl für Elektrotechnik
und Elektrische Messungen

LITERATURVERZEICHNIS

1. * * * *Параметроны*. ИИЛ, M., 1962.
2. Manley J. M., Rowe M. E., *Some General Properties of Nonlinear Elements.* Part. I. *General Energy Relations.* Proc. IRE, **44**, 7, 904—913 (1956).
3. Savin Gh., Zitron N., Cîrţină Gh., *Über die Frequenzteilung auf der Grundlage nichtlinearer Kreise.* XIII. Intern. Wiss. Koll., TH Ilmenau, 97—105 (1968).
4. Bogoljubow N. N., Mitropolski J. A., *Asymptotische Methoden in der Theorie der nichtlinearen Schwingungen.* Akad. Verlag, Berlin, 1965 (aus dem russischen übersetzt).

TRIPLORUL FEROMAGNETIC MONOFAZAT ÎN REGIM SUBARMONIC

(Rezumat)

Se analizează teoretic, prin metoda asimptotică Bogoliubov-Krîlov, şi experimental, excitarea subarmonicii a treia în triplorul feromagnetic static monofazat de frecvenţă.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. K. 538.551.21

SPRUNGHAFTE BETRIEBSWEISEN DER SIGNALE IN FERRORESONANZKREISEN *)

VON

AL. SIMION und ILIE POPESCU

1. Vorwort

Den nichtlinearen elektrischen Stromkreisen, die einen Kondensator und eine Spule in Reihe angeschlossen enthalten und von einer sinusoidalen Energiequelle gespeist werden, entsprechen nichtlineare Differentialgleichungen zweiten Grades, bekannt unter dem Namen D u f f i n gsche Gleichungen.

Eine der Erscheinungen, die in den von einer D u f f i n gschen Gleichung dargestellten Stromkreisen auftreten, ist das Erscheinen von Amplitudensprüngen der erzwungenen Schwingungen wenn die Frequenz, der Effektivwert der Zuführspannung, sowie die anderen Parameter des Stromkreises sich kontinuierlich verändern.

Nachfolgend werden wir den Fall untersuchen, wo die Spule des Reiheferroresonanzkreises nichtlinear ist, wobei gezeigt wird, dass das Erscheinen der Amplitudensprünge möglich ist, wenn die Parameter des Stromkreises sich verändern.

2. Der Fall des Stromkreises, der eine Spule mit einfacher Nichtlinearität enthält

2.1. Die Stabilität des periodischen Betriebs

In Abb. 1 wird ein Reiheferroresonanzkreis dargestellt, wobei der Widerstand R die Streuungen des Stromkreises einschliesst [2].

Die Kennlinie der Spule berechnet man annähernd durch eine Kurve dritten Grades (Abb. 2) anhand der Gleichung:

*) Mittgeteilt an der wissenschaftlichen Tagung der Technischen Hochschule, Cluj, den 22—24. Dezember 1969.

(1) $$ni = a_1\Phi + a_3\Phi^3,$$

wo: Φ — Gesamtfluss der Spule, n —Zahl der Windungen der Spule, i — Spulenstrom.

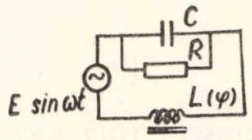


Abb. 1

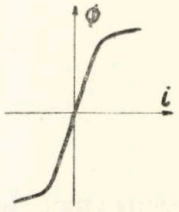


Abb. 2

Die diesem Stromkreis entsprechende Differentialgleichung ist:

(2) $$\frac{d^2v}{d\tau^2} + K\frac{dv}{d\tau} + C_1v + C_3v^3 = G\cos\nu\tau,$$

wo:

(3) $$\begin{cases} K = \dfrac{1}{\omega_0 CR}, \quad G = \dfrac{E}{n\omega_0\Phi_n}\sqrt{\nu^2 + K^2}, \quad C_1 = \dfrac{a_1}{\omega_0^2 n^2 C}, \\ C_3 = \dfrac{a_3\Phi_n^2}{\omega_0^2 n^2 C}, \quad \nu = \dfrac{\omega}{\omega_0}, \quad v = \dfrac{\Phi}{\Phi_n}, \quad \tau = \omega_0 t - \dfrac{1}{\nu}\operatorname{arctg}\dfrac{K}{\nu}, \end{cases}$$

während ω_0, Φ_n konstante Werte der Frequenz, beziehungsweise des Flusses sind.

Anschliessend beziehen wir uns auf die Gl. (2), wobei wir den von dieser Gleichung beschriebenen periodischen Betrieb untersuchen und seine Stabilitätsbedingungen festlegen. Die Lösung der Gl. (2) betrachten wir als eine Fouriersche Reihe, aus der man nur das harmonische Glied der mit der Frequenz der Aussenquelle gleichen Frequenz behält [2]:

(4) $$v_0 = A\cos(\nu\tau - \theta),$$

während (4) in (2) eingeführt wird und die übergeordneten Harmonischen nicht in Betracht gezogen werden. Man erhält die Beziehung:

(5) $$\left[\left(\nu^2 - C_1 - \frac{3}{4}C_3A^2\right)^2 + \nu^2K^2\right]A^2 = G^2,$$

deren graphische Darstellung in Abb. 3 gegeben ist, die Streuung K als Parameter annehmend.

Untersuchen wir nun die Stabilität der Lösung (4) von gleicher Frequenz mit derjenigen der Aussenquelle, vorausgesetzt, dass die übergeordneten Harmonischen, die im Stromkreis entstehen vernachlässigt werden.

Nehmen wir eine Abweichung ξ der Lösung (4) vom Werte v_0 an. Folglich:

$$v = v_0 + \xi. \tag{6}$$

Führen wir (6) in (2) ein, erhalten wir eine Differenzialgleichung zweiten Grades, die als eine Mathieusche Gleichung geschrieben werden kann, deren Stabilität auf eine leichte Weise erörtert wird. Man gelangt zur Stabilitätsbedingung:

$$\frac{dG^2}{dA^2} > 0. \tag{7}$$

Die graphische Deutung der Bedingung (7) ist folgende: die Teile der Kennlinien $A^2 = f(G^2)$ aus Abb. 3 von positiver Steigung bestimmen die Gesamtheit der stabilen Arbeitspunkte des in Abb. 1 dargestellten Stromkreises. Der schraffierte Bereich (der Nichtstabilität) aus Abb. 3 ist begrenzt von der Bedingung:

$$\frac{dA^2}{dG^2} = \infty, \quad \text{oder} \quad \frac{dG^2}{dA^2} = 0, \tag{8}$$

welche die Tatsache zum Ausdruck bringt, dass die Steigung in diesen Punkten unendlich ist, während in den bestimmten Punkten Amplitudensprünge stattfinden. Der schraffierte Bereich aus Abb. 3 enthält die unstabilen Teile der Kennlinienfamilie $A^2 = f(G^2)$.

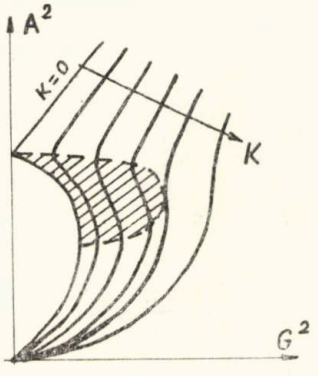


Abb. 3

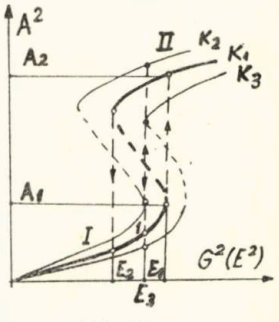


Abb. 4

2.2. Das Auftreten der Sprünge bei Änderung der Aussenspannung

Untersuchen wir nun das Auftreten der Amplitudensprünge sowohl bei Änderung der Parameter der aktiven Elemente des Stromkreises—Spannung und Frequenz, als auch bei Änderung der Parameter der passiven Elemente des Stromkreises—Widerstand und Kapazität.

In Abb. 4 wurde eine der Kennlinien $A^2 = f(G^2)$ für eine Streuung K_1 mit starker Linie gezeichnet. Man stellt fest, dass eine langsame Erhöhung

der Spannung E über den Wert E_1 einen Amplitudensprung der Schwingung vom Wert A_1 zum Wert A_2 hervorruft.

Während der Arbeitspunkt sich jetzt auf dem Teil *II* der Kurve befindet, führt die langsame Verringerung der Spannung E unter den Wert E_2 zum erneuten Auftreten des Amplitudensprunges, in diesem Fall zu kleineren Werten.

Solche Sprünge können auch bei der Streuungsänderung (des Widerstandes R) auftreten. Nehmen wir an, dass der Arbeitspunkt des Stromkreises auf der Kennlinie $A^2 = f(G^2)$ angeordnet ist, die der Streuung K_1 aus Abb. 4 entspricht, und verringern wir die Streuung, so gelangen wir zur Tatsache, dass für einen Wert $K = K_2$ der Arbeitspunkt auf den Teil *II* der betreffenden Kennlinie springt, wobei ein Sprung auf höhere Werte der Amplitude stattfindet. Erhöht man die Streuung auf einen Wert $K_3 > K_1$ kommt man erneut zu einem Sprung der Amplitude, diesmal zu geringeren Werten.

2.3. Das Auftreten der Sprünge bei Frequenzänderung

Ausgehend von der Beziehung (5), graphisch dargestellt $A^2 = f(G^2)$ in Abb. 5, erzielt man Resonanzkennlinien des Stromkreises, wobei die Aussenspannung E als Parameter angenommen wird.

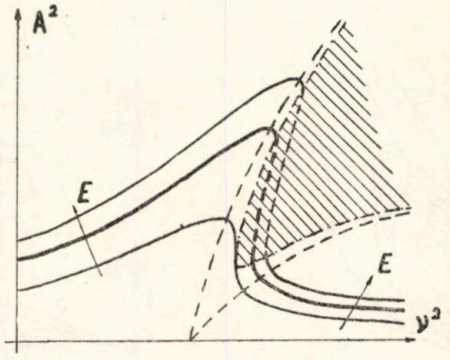


Abb. 5

Die Stabilitätsbedingung ist (7), die auch folgendermassen aufgeschrieben werden kann:

$$\left[\frac{E^2}{n^2\omega_0^2\Phi_n^2} - A^2\left(2\nu^2 - 2C_1 - \frac{3}{2}C_3A^2 + K^2\right)\right]\frac{d\nu^2}{dA^2} > 0, \tag{9}$$

oder:

$$\left(\nu^2 - C_1 - \frac{3}{4}C_3A^2\right)\left(\nu^2 - C_1 - \frac{9}{4}C_3A^2\right) + K^2\nu^2 > 0. \tag{10}$$

Der schraffierte Bereich aus Abb. 5 enthält die unstabilen Teile der Frequenzkennlinien, wenn die Aussenspannung als Parameter gilt.

In Abb. 6 wird von einer starken Linie eine Kurve aus der Familie der Resonanzkennlinien dargestellt, wobei die Amplitudensprünge bei Frequenzänderung hervorgehoben werden.

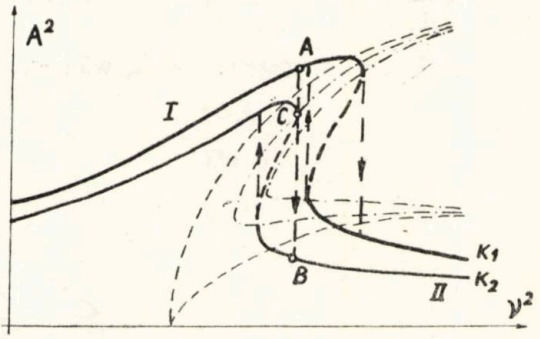


Abb. 6

Man beobachtet, dass sich die stabilen Arbeitspunkte des Stomkreises auf die Teile *I* oder *II* der Resonanzkennlinien anordnen, in Abhängigkeit vom vorhergehenden Zustand des Stromkreises. Wie aus Abb. 6 ersichtlich ist, können Amplitudensprünge auftreten, wenn auch die Frequenz der Speisequelle konstant ist und die Streuungen variieren. Verringert man so die Streuungen fortwährend von K_1 auf K_2, so bewegt sich der auf dem stabilen Teil *I* sich befindende Arbeitspunkt *A* zuerst langsam auf der Senkrechten von *A* bis *C*; für $K < K_1$ jedoch findet der Sprung von *C* zu *B* statt, während der Arbeitspunkt auf den stabilen Teil *II* übergeht.

Der Stromkreis verhält sich bei Kapazitätsänderung ähnlich wie bei Frequenzänderung, es existiert demnach die Möglichkeit, dass Sprünge auftreten.

Die Untersuchung des Stromkreises aus Abb. 1 hebt seine Anwendung als kontaktloses bipositionales Relais hervor, in Abhängigkeit von jedwelchem Parameter des Stromkreises.

3. Der Fall des Stromkreises mit in Gleichstrom gesteuerter Spule

3.1. Die Stabilität des periodischen Betriebs

Abb. 7 stellt einen Reiheferroresonanzkreis dar, mit einer in Gleichstrom gesteuerter Spule, in magnetischer Verstärkerschaltung [1]. Die Kennlinie der Spule kann mit einer symmetrischen Kurve fünften Grades beschrieben werden (Abb. 8), anhand der Gleichung:

(11) $$ni = a_1\Phi + a_3\Phi^3 + a_5\Phi^5,$$

wo a_1, $a_5 > 0$, während $a_3 < 0$.

Die diesem Stromkreis entsprechende Differentialgleichung ist folgende:

(12) $$\frac{d^2v}{d\tau^2} + K\frac{dv}{d\tau} + C_1v + C_3v^3 + C_5v^5 = G\cos\nu\tau,$$

wo K, C_1, C_3, ν, v, τ, G von (3) gegeben sind, während

(13) $$C_5 = \frac{a_5\Phi_n^4}{\omega_0^2 n^2 C}.$$

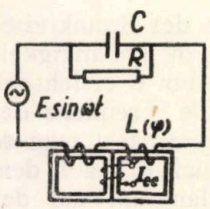


Abb. 7

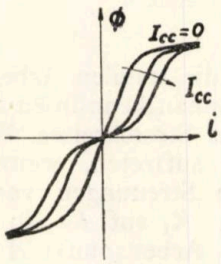


Abb. 8

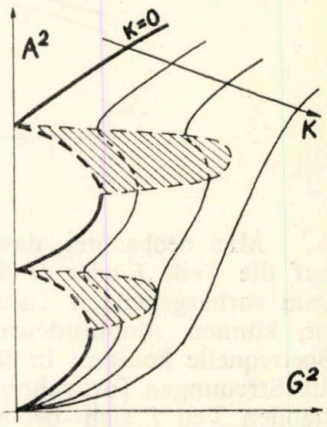


Abb. 9

Nehmen wir die Lösung der Gleichung (12) von der Form (4) an, kommen wir zur Beziehung:

(14) $$\left(\nu^2 - C_1 - \frac{3}{4}C_3A^2 - \frac{5}{8}C_5A^4\right)^2 A^2 + \nu^2K^2A^2 = G^2.$$

In Abb. 9 wird die Kurvengruppe $A^2 = f(G^2)$ dargestellt, mit der Gleichung (14), wo K als Parameter gilt.

Für die Analyse der Stabilität der periodischen Lösung (4) nimmt man eine Abweichung ξ der Lösung vom Werte v_0 an. Führt man die neue Lösung von der Form (6) in die Differentialgleichung (12) ein, erhält man:

(15) $$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + K\frac{d\xi}{d\tau} + (C_1 + 3C_3v_0^2 + 5C_5v_0^4)\xi = 0,$$

Durch die Substitution:

$$\xi = e^{-K/2}\eta, \tag{16}$$

kommt man zur Gleichung

$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} + \left(-\frac{1}{4}K^2 + C_1 + 3C_3v_0^2 + 5C_5v_0^4\right)\eta = 0. \tag{17}$$

Zieht man (4) in Betracht, so wird die Gl. (17):

$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} + [\theta_0 + 2\theta_1\cos(2\nu\tau - \varepsilon_1) + 2\theta_2\cos(4\nu\tau - \varepsilon_2)]\eta = 0, \tag{18}$$

wo:

$$\begin{cases} \theta_0 = C_1 - \frac{1}{4}K^2 + \frac{3}{2}C_3A^2 + \frac{15}{8}C_5A^4, \\ \theta_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{3C_3}{2} + \frac{5C_5}{2}A^2\right)A^2, \\ \theta_2 = \frac{5}{16}C_5A^4, \quad \varepsilon_1 = 2\theta, \quad \varepsilon_2 = 4\theta. \end{cases} \tag{19}$$

Man stellt fest, dass (18) eine Hillsche Gleichung ist. Nimmt man die Lösung der Gl. (18) von der Form:

$$\eta = e^{\mu\tau}\sin(\nu\tau - \sigma) \tag{20}$$

an, führt man (20) in (18) ein, wird μ und σ bestimmt. Die Stabilitätsbedingung der Lösung der Gl. (12) ist:

$$\frac{1}{2}K + |\mu| < 0 \tag{21}$$

(der Realteil des Exponenten von e aus der Beziehung (16) ist negativ). So gelangt man zur Stabilitätsbedingung:

$$\nu^2K^2 + \left(\nu^2 - C_1 - \frac{3}{4}C_3A^2 - \frac{5}{8}C_5A^4\right)\left(\nu^2 - C_1 - \frac{9}{4}C_3A^2 - \frac{25}{8}C_5A^4\right) > 0. \tag{22}$$

Aus (14) folgert man, dass die Beziehung (22) auch in der Form $dG^2/dA^2 > 0$ geschrieben werden kann; ihre graphische Darstellung ist folgende: die Teile der positiven Steigung der Kennlinien aus Abb. 9 sind stabil. Die schraffierten Bereiche aus Abb. 9 umfassen im Innern die nichtstabilen Teile der Kennlinien $A^2 = f(G^2)$. Die an der Stabilitätsgrenze liegenden Punkte werden von der Beziehung (8) gegeben; übrigens sind es auch die Punkte, wo die Amplitudensprünge auftreten.

3 2. Das Erscheinen der Sprünge bei Aussennspannungsänderung

In Abb. 10 wurden mit einer stärkeren Linie eine der Kennlinien $A^2 = f(G^2)$ gezogen, die vom Standpunkte der Qualität als eine äussere Kennlinie $i = f(E)$ des in Abb. 7 dargestellten Stromkreises angesehen werden kann (da $i = f(\Phi)$ eine eindeutige Kurve ist). So ist aus Abb. 10 ersichtlich, dass ein Wachsen der Spannung E über den Wert E_1 zu einem

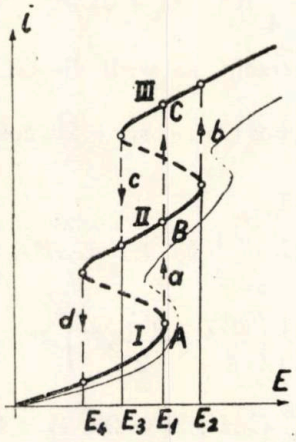


Abb. 10

Sprung a führt, wobei sich der Arbeistpunkt des Stromkreises durch einen Sprung auf den Teil *II* der Kennlinie $i = f(E)$ verschiebt. In der Praxis kann dieser Sprung direkt auf Teil *III* der Kennlinie erfolgen; dieses hängt vom stattfindenden nichtstationären Betrieb ab. Nimmt man an, dass der Arbeitspunkt des Stromkreises auf Teil *II* der Kennlinie $i = f(E)$ festgesetzt wurde, so erfolgt bei einer Erhöhung der Spannung über den Wert E_2 ein neuer Sprung b, auf Teil *III* der Kurve. Ähnlich treten auch die Sprünge auf kleinere Werte des Stromes auf c und d. Man bemerkt auf diese Art die Existenz eines tristabilen Arbeitsbereiches des Stromkreises (unter der Bedingung, dass $E_1 > E_3$) und eines bistabilen Arbeitsbereiches.

Wenn $E_1 < E_3$ erscheinen nur zwei bistabile Arbeitsbereiche, wie aus der mit einer dünneren Linie gezogenen Kennlinie ersichtlich ist. Ähnlich wie im Falle der einfachen Nichtlinearität, kann auch in diesem Falle die Streuungsänderung zum Auftreten der Amplitudensprünge führen.

3.3. Das Erscheinen der Sprünge bei Frequenzänderung

Die graphische Darstellung der Beziehung $A^2 = f(G^2)$ für verschiedene Aussenspannungen E ergibt die Kennlinienfamilie aus Abb. 11. Bei einer konstanten Streuung, wobei man E als Parameter annimmt, wird das

Nichtstabilitätsgebiet (das schraffierte aus Abb. 11) von einer Kurve begrenzt, die die Gleichung $dG^2/dA^2 = 0$ hat, die auch auf eine andere Art geschrieben werden kann:

$$(23)\quad \left(C_1 - \nu^2 + \frac{3}{4}C_3A^2 + \frac{5}{8}C_5A^4\right)\left(C_1 - \nu^2 + \frac{9}{4}C_3A^2 + \frac{25}{8}C_5A^4\right) + \nu^2K^2 = 0,$$

deren graphische Darstellung die Kurve *2* aus Abb. 11 ist.

Die Stabilitätsbedingung für diesen Fall ist (22), oder anders geschrieben:

$$(24)\quad \left[\frac{E^2}{n^2\omega_0^2\Phi_n^2} - A^2\left(K^2 + 2\nu^2 - 2C_1 - \frac{3}{2}C_3A^2 - \frac{5}{4}C_5A^4\right)\right]\frac{d\nu^2}{dA^2} > 0.$$

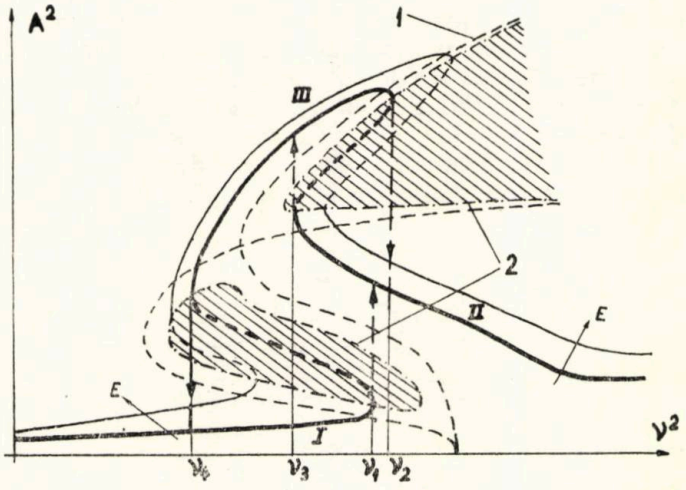


Abb. 11

Wie aus (24) ersichtlich ist, hängt die Stabilität der Arbeitspunkte des Stromkreises auf der Resonanzkennlinie nicht nur von der Steigung der Resonanzkurve $d\nu^2/dA^2$ ab, sondern auch vom Zeichen des sich in Klammer befindenden Gliedes, das positiv oder negativ ist, je nachdem, ob die Stabilitätspunkte auf der rechten oder auf der linken Seite der Achse der Resonanzkurve liegen (Abb. 11, Kurve *1*). Bei der mit einer stärkeren Linie gezogenen Kennlinie aus Abb. 11 bemerkt man das Erscheinen eines Frequenzbereiches $\nu_3 < \nu < \nu_1$, wo bei einem bestimmten Frequenzwert ν, der Strom des Kreises drei unterschiedliche stabile Werte annehmen kann. Es existieren ebenfalls zwei bistabile Arbeitsgebiete: $\nu_4 < \nu < \nu_3$ und $\nu_1 < \nu < \nu_2$. Durch Pfeile wurden die Amplitudensprünge dargestellt, die im Stromkreis stattfinden können. Erhöht man die Frequenz über den Wert

ν_1 erfolgt ein Sprung des Arbeitspunktes vom stabilen Arbeitsteil *I* auf den stabilen Teil *II*, während unter bestimmten Bedingungen der Arbeitspunkt auf den stabilen Teil *III* der Kennlinie festgelegt werden kann. Nehmen wir an, dass der Arbeitspunkt auf Teil *II* festgelegt wurde, so erfolgt bei einer Frequenzverringerung unter ν_3 ein neuer Sprung auf grössere Werte des Stromes. Ähnlich erfolgen die Sprünge auf kleinere Werte des Stromes. Wenn $\nu_1 < \nu_3$, so zeigt der Stromkreis nur zwei bistabile Arbeitsgebiete auf.

3.4. Das Auftreten der Sprünge bei Änderung des Steuerungsstromes der Spule

Ein anderer, im Falle der gesteuerten Spule eintretender Parameter ist der Steuerungsgleichstrom I_{cc}, der die Spulenkennlinie $i = f(\Phi)$ beeinflusst. Auf diese Art führt die Erhöhung des Steuerungsstromes, wie aus Abb. 8 ersichtlich ist, zu einer Verschiebung der Kennlinien $i = f(\Phi)$ nach rechts. Diese Verschiebung ist äquivalent mit dem Wachsen des Gewichtes des Gliedes fünften Grades aus dem Approximationspolynom (11), das heisst mit dem Wachsen des Koeffizienten a_5, bzw. C_5. Wie aus (22) ersichtlich ist, für $A = \text{konst.}$, während man C_5 vergrössert, ist eine Frequenzerhöhung notwendig. Die Erhöhung von C_5 hat demnach eine Verschiebung der Kennlinien $A^2 = f(\nu^2)$ nach rechts zur Folge. Wird die Frequenz der

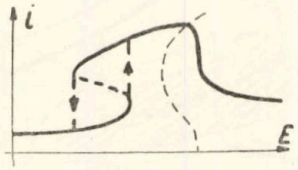


Abb. 12

Quelle konstant beibehalten, so führt eine Erhöhung des Steuerungsstromes I_{cc} zu Amplitudensprüngen von grösseren Werten, wenn der Arbeitspunkt sich auf dem stabilen Teil *II* befindet, und von kleineren Werten wenn der Arbeitspunkt auf dem stabilen Teil *III* liegt. Gleichfalls führt eine Verringerung des Stromes I_{cc} zu Sprüngen von grösseren Amplitudenwerten, wenn der Arbeitspunkt auf dem stabilen Teil *I* liegt, und von kleineren Werten, wenn sich der Arbeitspunkt auf dem stabilen Teil *III* befindet. Bei geringen Speisespannungen und grossen Steuerströmen (stark ausgeprägte Nichtlinearität fünften Grades), erreichen die Resonanzkennlinien eine Form wie Abb. 12 zeigt, wobei sie nur ein bistabiles Arbeitsgebiet aufweisen, bei kleinen Frequenzen. Sind die Speisespannungen gross und die Streuungen bedeutend, so entarten die Resonanzkennlinien in Kurven ähnlich denen aus Abb. 6.

3.5. Der Einfluss der Anfangsbedingungen auf das Verhalten des Stromkreises

Im allgemeinen Fall hängen die Lösungen der nichtlinearen Differentialgleichungen (2) und (12) von den Anfangsbedingungen des Stromkreises ab. Setzt man voraus, dass im Einschaltungsmoment des Stromkreises in die Quelle der Kondensator mit einer Spannung $U_c(0)$ beladen war, so erscheinen im Stromkreis Schwingungen infolge der Entladung des Kondensators, sowie auch infolge der äusseren Quelle. Der Arbeitspunkt des Stromkreises setzt sich auf einem bestimmten stabilen Arbeitsgebiet fest, das wesentlich von der Spannung $U_c(0)$ abhängt, wobei die Schwingungen von folgenden Grössen sind: resonant, semiresonant und nichtresonant, je nachdem, ob der Arbeitspunkt auf den Teilen *III*, *II* oder *I* der Kennlinie $i = f(E)$ aus Abb. 10 liegt.

Demnach können die Anfangsbedingungen das Verhalten des Stromkreises wesentlich beeinflussen, wobei bestimmte Sprünge nicht mehr auftreten können und das Festlegen des Arbeitspunktes auf bestimmte stabile Teile nicht mehr möglich ist.

4. Schlussfolgerungen

Aus der dargebrachten Untersuchung des Reiheferroresonanzkreises mit gesteuerter Spule ergeben sich unverzüglich bedeutende Anwendungen dieser Stromkreise in der Automatisierung.

Wie aus Abb. 10 und 11 ersichtlich ist, erhält man durch eine annehmbare Wahl der Stromkreisparameter bestimmte Teile der äusseren Kennlinien auf denen der Stromkreis als Stromgleichhalter funktionieren kann.

Die bedeutendste Anwendung dieser Stromkreise ist ihr Gebrauch als kontaktlose Relais—bipositionale oder tripositionale Relais, in Abhängigkeit von jedwelchem Parameter des Stromkreises.

Eingegangen am 10. März 1970

Technische Hochschule, Jassy,
Lehrstuhl für elektrische Maschinen
und
Lehrstuhl für Elektrotechnik
und elektrische Messen

LITERATURVERZEICHNIS

1. Savin Gh., Simion E., Popescu I., *Circuits à double ferrorésonance utilisant des bobines à noyaux ferromagnetiques magnetisées en courent continuu.* R.G.É., **74**, *5* (1965).
2. Hayashi Ch., *Forced Oscillations in Physical Systems.* Mc Graw-Hill Book Comp., Inc., N. Y., 1964.
3. Cunningham W. J., *Analyse non linéaire.* Dunod, Paris, 1963 (aus dem Englischen übersetzt).
4. Popescu I., *Regimul tranzitoriu al circuitului electric paralel cu bobină neliniară comandată.* Bul. Inst. polit. Iași, **XIV (XVIII)**, *3–4*, 325–338 (1968).
5. Grzemba G., *Untersuchungen am vormagnetisierten Ferroresonanzkreis.* Wiss. Z. TH Ilmenau, **9**, *4* (1963).

6. Phillipow E., *Nichtlineare Elektrotecknik.* Leipzig, 1963.
7. Simion E., Popescu I., *Circuit parallèle double ferrorésonant employé comme traducteur.* Automatisme, **IV**, *1*, 18—21 (1969).
8. Popescu I., Simion A., *Unele aspecte ale rezonanței în circuitele electrice neliniare serie.* Electrotehnica, **17**, *5*, 165—169 (1969).

REGIMURI DE VARIAȚII PRIN SALT ALE SEMNALELOR ÎN CIRCUITE FEROREZONANTE

(Rezumat)

Se studiază comportarea circuitelor ferorezonante serie la variația parametrilor. Unul din fenomenele importante care intervin în aceste circuite constă în apariția salturilor în amplitudine a oscilațiilor, cînd parametrii circuitului variază continuu. Se studiază aceste salturi cînd tensiunea exterioară, frecvența de alimentare, curentul din circuitul de comandă al bobinei și condițiile inițiale ale circuitului sînt considerate drept parametri variabili. Se deduce posibilitatea folosirii circuitelor dubluferorezonante serie în automatizări ca relee fără contacte, bipoziționale și tripoziționale, funcție de oricare parametru din circuit.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.D. 621.396.67

APPAREIL AUTOMATIQUE POUR TRACER DES DIAGRAMMES POLAIRES DE RAYONNEMENT DES ANTENNES

PAR

T. I. LÁSZLÓ et P. CIOARĂ

Le rayonnement des antennes est caracterisé par la distribution des surfaces de même phase, l'orientation du vecteur électrique et l'amplitude de radiation dans tous les points de l'espace aux environs de l'antenne. Pour décrire le rayonnement des antennes ayant une directivité prononcée (par exemple celles pour VHF, UHF et SHF), pratiquement il n'est pas nécessaire de connaître la caractéristique spatiale complète $E(\theta, \varphi)$, θ étant l'angle azimutal et φ l'angle zénital. Dans ce cas ils suffissent les deux sections perpendiculaires du diagramme spatial dans les plans principaux de polarisation E et H, à savoir: les composantes $E_\varphi(\theta, \varphi = 0)$, $E_\varphi(\theta = \pi/2, \varphi)$ en cas de polarisation horizontale et $E_\theta(\theta, \varphi = 0)$, $E_\theta(\theta = \pi/2, \varphi)$ en cas de polarisation verticale. On excepte la situation quand les lobes n'ont pas tous la même polarisation.

Si le diagramme est tracé dans la zone Fraunhofer, à une distance Rayleigh $d \geqslant Ka^2/\lambda$, ou pour le cas d'une directivité excessive à $d \geqslant K(a_1^2 + a_2^2)/\lambda$, d étant la distance émetteur — récepteur, a — la dimension linéaire maxima de l'antenne, respectivement a_1 et a_2 les diamètres d'apperture, λ la longueur d'onde et K un facteur de forme ayant la valeur comprise entre 2 et 4, ce diagramme est valable (conformément au théorème de réciprocité de Rayleigh — Helmholtz — Carson) pour l'antenne en *régime d'émettteur* aussi bien qu'en *régime de récepteur* [1]. Si on utilise un démodulateur quadratique, ce diagramme se refère à la puissance.

On peut tracer le diagramme de directivité en conditions de laboratoire, si l'antenne d'essai est correctement choisie, c'est-à-dire si l'on a bien simulé et miniaturisé l'antenne en étude et si l'antenne émettrice rayonne pratiquement des ondes planpolarisées, pour agrandir le gain et diminuer les perturbations d'interférence dues aux réflexions parasites [2] ... [5].

Exceptés les mesures non-automatisées [6] ... [10] ou automatisées [11] ... [14] de la distribution de l'amplitude et de la phase dans l'apperture

des antennes (en assimilant la zone Fresnel avec la zone Fraunhofer) [15], [16], les autres mesures sont effectuées avec l'antenne d'essai montée sur un support mobile dans le plan azimutal et zénital.

Les mesures point par point à l'aide d'un système goniométrique de l'antenne d'essai fournissent directement *le diagramme polaire* [17, pp. 559, 571], [18], [19]. Cette méthode présente le défaut d'être fastidieuse et peu précise.

On peut tracer automatiquement le diagramme en faisant tourner ensemble l'antenne d'essai et le générateur. La commande horizontale de l'enregistreur du champ peut être mécanique ou électromécanique [19]...[26], éventuellement électro-optique [27]. Cette méthode est rapide et précise, mais fournit seulement un *diagramme orthogonal*, peu intuitif, par contre, riche en détails concernant la distribution zénitale des lobes dans la direction de référence.

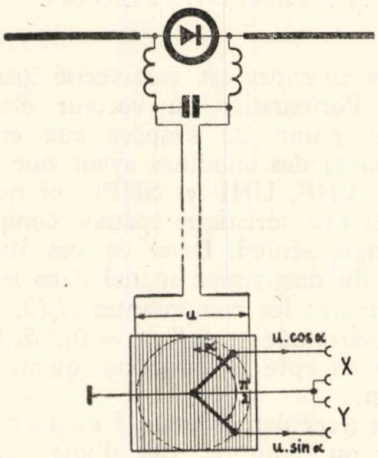
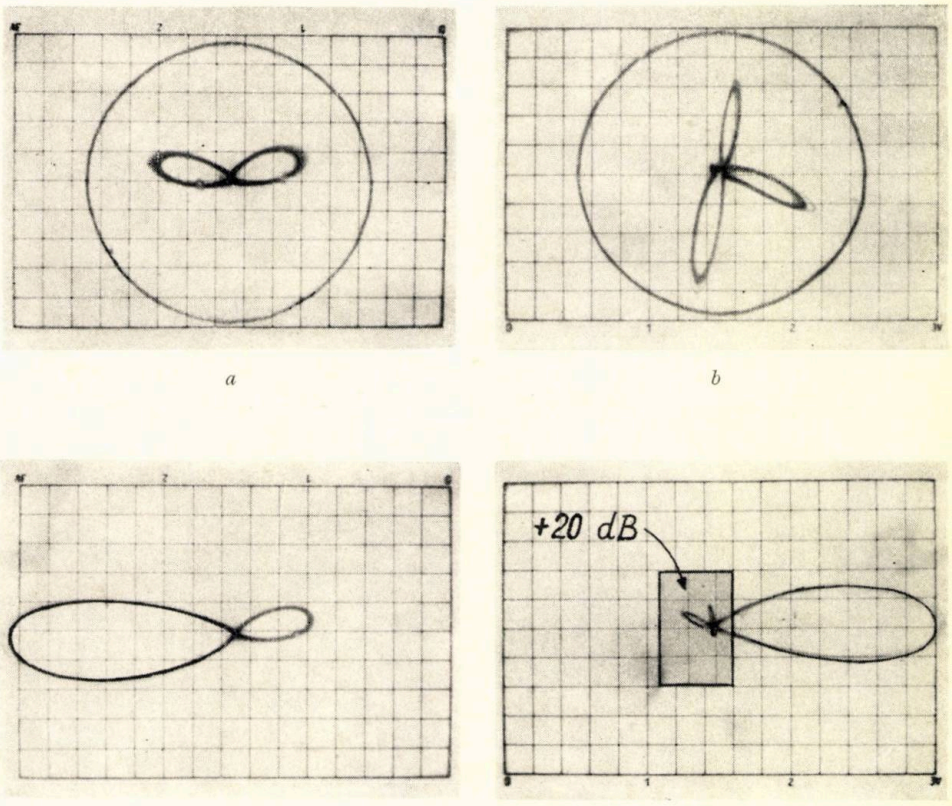


Fig. 1. — Schéma de l'appareil.

L'appareil que nous avons construit est composé d'une *antenne-réceptrice tournante* et un *enregistreur X-Y*. L'enregistreur de coordonnées est du type analogue-continu-optique, avec deux galvanomètres à miroir qui commandent le faisceau lumineux reflecté en deux directions orthogonales [28][1]).

Le système d'antenne à étudier est placé sur une tige métallique qui est fixée au centre d'un disque isolant. Ce disque est couplé élastiquement à un autre disque similaire qui se trouve fixé verticalement à l'extrémité supérieure d'une tige isolante et permet l'orientation horizontale ou verticale de l'antenne. Afin de synchroniser les coordonnées angulaires avec la rotation de l'antenne, on utilise un *potentiomètre sinus — cosinus* réalisé par

[1]) Comme enregistreur $X-Y$ on peut utiliser naturellement un oscilloscope cathodique, ayant un amplificateur de c.c., et écran postluminiscent [29].



a *b*

c *d*

Fig. 2. — *a* — Cercle de vérification et diagramme de rayonnement du dipôle demionde dans le plan azimutal, *b* — cercle de vérification et diagramme de rayonnement du dipôle demionde dans le plan zénital, *c* — diagramme de rayonnement du système dipôle demionde + directeur dans le plan azimutal, *d* — diagramme de rayonnement du système dipôle demionde + directeur + réflecteur, dans le plan zénital. Dans l'encadrement, les lobes secondaires sont tracés avec une amplification de + 20 dB, obtenue par la comutation de la sensibilité de l'enregistreur.

un bobinage plat de forme quadratique. La tension de l'antenne, après détection et filtrage, est appliquée aux extremités du potentiomètre sinus—cosinus. Celui-ci, avec une roue dentée, sont fixées ensemble à l'extremité inférieure de la tige isolante, permettant ainsi à un électromoteur de faire tourner l'ensemble à peu près avec 3/4 tours/min. Les tensions de commande de l'enregistreur $X-Y$ sont obtenues entre le contact central et les deux contacts périphériques, situés à 90°.

Les contacts sont réalisés par des balais collecteurs placés sur une plaque isolante fixe, se trouvant sous le potentiomètre sinus—cosinus. Les diamètres du contact et du fil de bobinage sont pareils, afin d'obtenir la résolution angulaire optima. L'appareil est construit sur un seul statif.

L'enregistreur $X-Y$ utilisé est un „Koordinatenschreiber" (du VEB Geophysikalicher Gerätebau) ayant la constante du courant $C_i \approx 5.10^{-9}$A/mm, la période propre $T_0 \approx 1{,}7$ s et la résistance intérieure $R_i \approx 1\,000\,\Omega$. On peut controler le fonctionnement correct de l'appareil (sitôt après avoir égalisé la sensibilité des deux galvanomètres) par l'application d'une tension continue aux bornes du potentiomètre sinus—cosinus (voir les cercles de vérification sur les fig. 2a et 2b). Conaissant la valeur de cette tension et la caractéristique du démodulateur, on peut étalonner l'enregistreur.

Pour mettre en évidence les lobes latéraux, on préfère un *diagramme qui a l'échelle en decibels* [17, p. 609]. Pour l'obtenir il est nécessaire soit un détecteur au caractéristique linéaire et un amplificateur logarithmique soit — notre cas — un détecteur exponentiel. La diode utilisée par nous (ДК — С2) avait la caractéristique voltampérique exponentielle dans l'intervalle de courrant détecté 0,1 ... 150 μA.

Le diagramme de directivité est photographié sur papier photo ou cliché 9 × 12 cm (fig. 2), ou bien on peut suivre son évolution par la fenêtre de controle de l'enregistreur [2]).

Reçue le 22 novembre 1969

Université „Babeș-Bolyai", Cluj,
Chaire de électronique-radiotehnique

BIBLIOGRAPHIE

1. Cutler C. C., King A. P., Kock W. E., *Microwave Antenna Measurements.* Proc. I. R. E., **35**, 1462 (1947).
2. Sinclair G., Jordan E. C., Vaughan E. W., *Measurement of Aircraft Antenna Patterns Using Models.* Proc. I. R. E., **35**, 1451 (1947).
3. Cullen A. L., Parr J. C., *A New Perturbation Method for Measuring Microwave Fields in Free Space.* Proc. I. E. E., **B 102**, 836 (1955).
4. Charman F. J. H., Thraves J., Walker E. F., *Use of Scale Model Techniques in the Design of V. H. F. and U. H. F. Aerials.* Electronic Eng., **30**, 498—501 (1958).
5. Cheng D. K., *Microwave Aerial Testing and Reduced Ranges.* Wireless Eng., **33**, 234—237 (1956).
6. Pippard A. B., Burrell O. H., Crome F. F., *The influence of Re-Radiation on Measurements of the Power Gain of an Aerial.* Journ. I. E. E. (Radiolocation Conv.), III A, **93**, **720** (1946).

[2]) Afin d'éviter la distorsion du champ par les réflexions dues au sol, il est recommandé de polariser verticallement l'antenne émettrice [17, p. 679].

7. Iams H., *Phase-front Plotter for Centimeter Waves.* RCA Rev., **8**, 270 (1947).
8. Robertson S. D., *A Method of Measuring Phase at Microwave Frequencies.* Bell Syst. Techn. J., **28**, 99 (1947).
9. Farnell G. W., *Measured Phase Distribution in the Image Space of a Microwave Lens.* Can. J. Phys., **36**, 935–943 (1958).
10. Morrow C. W., Taylor P. E., Ward H. I., *Phase and Amplitude Measurement in the Near Field of Microwave Lenses.* Nat. Conv. Record I.R.E., **6** (Pt. 1), *6*, 166–176 (1958).
11. Cochrane C. A., *An Experimental Verification of the Theory of Parallel Plate Media.* Elliott J., **1**, 29 (1951).
12. Barrett R. M., Barnes M. H., *Automatic Devices Scans.* Electronics, **25**, 120–125 (1952).
13. Vernon F. L., *Application of the Microwave Homodyne.* Trans. I.R.E., **Ap-4**, 110 (1952).
14. Ajioka J. S. A., *Microwave Phase Contour Plotter.* Proc. I.R.E., **43**, 1088 (1955).
15. Cheng D. K., *On the Simulation of Fraunhofer Radiations Patterns in the Fresnel Region.* Trans. I.R.E., **AP-5**, 399–402 (1957).
16. Horton C. W., Innis G. S., *The Computation of Far-Field Radiations Patterns from Measurements Made Near the Source.* J. Acoust. Soc. Amer., **23**, 877–880 (1961).
17. Silver S., *Microwave Antenna Theory and Design.* Radiation Laboratory Series, vol. **11**, Mc. Graw-Hill, New-York—Toronto—London, 1949.
18. * * * *Sanders Educational Antenna Test Bench Type 6452.* Marconi Instr. Ltd. Sanders Division, England, Stevenage (Prospect).
19. Symonds R. J., *Microwave Antenna Pattern Recorder.* BTL, Raport *MM-44-170-55*, Nov. 15, 1944.
20. Tyson O. A., *Antenna Meassuring Equipment.* RL Report No. *601-4*, January 1945.
21. Dyson J., Tucker B. A. C., *An Automatic Contour Plotter for the Investigation of Radiations Patterns of Directive Antennae.* Journ. I.E.E., (Radiolocation Conv.), III A, **93**, 1403 (1946).
22. Schmitt O. H., Peyser W. P., *Aircraft Antenna Pattern Plotter.* Electronics, **20**, 88 (1947).
23. Lacaine H., Katchky M., *Microwave Antenna Beam Evaluator.* Electronics, **20**, 116 (1947).
24. Beck A. H., Tibes S. A., Electronic Eng., **20**, 17 (1948).
25. Hamer E. G., Foot J. B. L., *An Automatic Recorder of Aerial Radiation Diagrams.* J. Brit I. R. E., **14**, 33 (1954).
26. * * * *Ensemble ZUM de Rohde § Schwarz.* Paris (prospectus), 1969.
27. Ling T. T., Wireless Eng., **30**, 192 (1953).
28. van Tol J. F., *Recording of Measuring Data,* Hdb. d. Phys., vol. **XXIII**, Springer, Berlin—Heidelberg—New York, 1967, 230, 236.
29. Megla G., *Dezimeterwellentechnik.* Berlin, VEB Verlag Technik, 1961, 778—780.

DISPOZITIV AUTOMAT PENTRU TRASAREA DIAGRAMELOR DE RADIAȚIE ALE ANTENELOR

(Rezumat)

Se descrie un dispozitiv pentru ridicarea automată a caracteristicii polare de directivitate la antene, pentru microunde. Sincronizarea coordonatelor unghiulare cu rotirea antenei se realizează cu un potențiometru sinus—cosinus. Tensiunea recepționată de antena rotitoare, după redresare, comandă prin potențiometrul sinus—cosinus un înregistrator $X-Y$ analogic optic. Înregistratorul cu două galvanometre cu oglindă furnizează direct caracteristica polară. Sînt prezentate cîteva caracteristici polare de directivitate.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D.K. 621.318.423

ON THE THEORY OF SELFSATURATING MAGNETIC AMPLIFIER

THE STEADY-STATE OF MAGNETIC AMPLIFIER ELEMENT WITH HALF-WAVE *)

BY

CAMELIA ANDRONE and PARASCHIVA HABA

1. Introduction

The circuits of selfsaturating magnetic amplifier are based on the so-called magnetic amplifier element with rectifier, wether it is with the output in d.c. or a. c., wether with duodirectional or unidirectional output. The analysis of any of the above mentioned circuits must generally and necesarily start with the analysis of the magnetic amplifier element with half-wave.

As this circuit contains ferromagnetic cores windings, it represents essentially a nonlinear circuit, whose analysis would be extremely difficult to do, without some simplifying hypotheses.

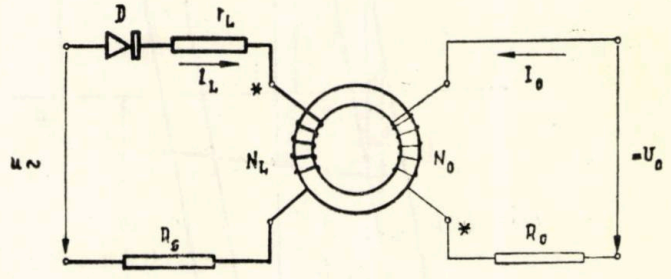


Fig. 1

In literature, this analysis is generally made in different ways but all of them situate this circuit in extremely idealized conditions. Thus, one consideres the magnetic core as being avoid of any loss, magnetic characteristic being approximated by two piecewice lines and the rectifier being ideal. In such conditions, the circuit is treated as a li-

*) Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute, Jassy, July 2—4, 1970.

near circuit in sinusoidal steady-state [1]. If the core is asumed to have an absolut rectangular magnetizing cycle, expressed by the equation $dB/dt = r(B)(H - H_0)$, it can be added to the circuit of magnetic amplifier with rectifier an extremely simple equivalent circuit [2]. In the same hypotheses, it was made an analysis with help of difference equations, method presuming rather difficult calculation although the circuit is studied in sufficiently simplified hypotheses [3], [6].

In this paper we intend to make an unitary analytic analysis of the magnetic amplifier with rectifier and half-wave, in more real conditions, shown in the Fig. 1, in the gating half-period.

2. Theoretics

The analysis is effectuated in the following hypotheses:

a) The ferromagnetic core has a parallelogramic dynamic magnetizing loop, as shown in Fig. 2.

b) The function of the circuit in the presence of the constant magnetic force superposed on the alternating one, takes place on the partial loop, as shown in Fig. 2.

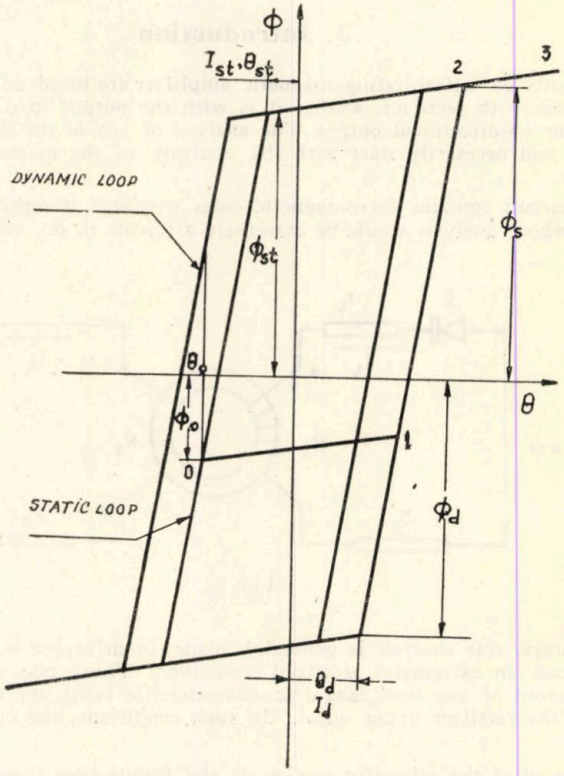


Fig. 2

c) The voltage supplied to the gating circuit has a sinusoidal shape, $u = U_m \sin \omega t$, and its amplitude is assume to be such that it should strongly and completely saturate the core in absence of any control signal.

d) The rectifier D is assumed to have in direct sense a resistance r_D and in inverse sense, an infinite resistance.

e) The load resistance R_s is assumed to be purely active and constant.

f) The control circuit contain a very great resistance for current harmonics induced in this circuit in the gating half-period, so that it can be considered that the control is realized only by the continuous magnetic field created by the control winding, whose sense is such that it has a demagnetizing action of the core.

The operation of the circuit is determined by the equation:

$$Ri_L + N_L \frac{d\Phi}{dt} = U_m \sin \omega t, \tag{1}$$

where $R = r_L + r_D + R_s$ is the total active resistance of the gating circuit in gating half-cycle, and by the equation:

$$N_L i_L = a_0 N_L^2 (\Phi - \Phi_0), \quad \Phi \in [\Phi_0, \Phi_1, \tag{2}$$

which represents the analytical expresion of the parallelogramic dynamic magnetizing cycle, on the part $0 - 1$, in interval of time $t \in [0, \alpha_1/\omega]$.

On the part of the cycle $1 - 2$, in interval of time $t \in [\alpha_1/\omega, \alpha_s/\omega]$, the operation of circuit is determined by the equation (1) and:

$$N_L i_L - N_0 I_0 - N_L I_d = a_1 N_L^2 (\Phi - \Phi_d), \quad \Phi \in [\Phi_1, \Phi_s]. \tag{3}$$

On the part of the partial cycle $2-3$, in intervale of time $t \in [\alpha_s/\omega, T/2]$, the operation of circuit is determined by the equation (1) and:

$$N_L i_L - N_0 I_0 = a_0 N_L^2 (\Phi - \Phi_r), \quad (\Phi > \Phi). \tag{4}$$

In this expressions, the coefficients a_0 and a_1 have the dimensions of the inverse ratio of inductivity, I_d and Φ_d have the significance shown in the Fig. 2, i_L, Φ being the instantaneous values of gating current and flux flowing through the core, supplied by the gating magnetomotive force together with the control one.

Systems of equations (1) and (2), (1) and (3), (1) and (4), lead to the equation:

$$\frac{dx}{d\tau} + \nu x = k \sin \tau + c\nu + \lambda. \tag{5}$$

Thus, the operation of magnetic amplifier with rectifier and unidirectional element, is described by the equation (5), a differential, linear and normed equation, of the first order with constant coefficients, in which

x represents the normed flux as against the saturated flux Φ_s, and τ represents the normed time:

$$x = \frac{\Phi}{\Phi_s}, \quad \tau = \omega t. \tag{6}$$

For the interval of time $t \in [0, \alpha_1/\omega]$, in equation (5), the coefficients are:

$$\nu = \frac{Ra_0}{\omega}, \quad c = \frac{\Phi_0}{\Phi_s}, \quad \lambda = 0, \quad k = \frac{U_m}{U_s}, \quad \Phi_s = \frac{U_s}{\omega N_L}. \tag{7}$$

The expression of the flux in the core obtained by solving the equation (5), and taking into account the relations (6) and (7), is the following:

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{Ra_0 k\omega\Phi_s}{\omega^2 + R^2a_0^2} \sin \omega t - \frac{k\omega\Phi_s}{\omega^2 + R^2a_0^2} \cos \omega t. \tag{8}$$

In the point *1* of the portion *0—1*, on the partial cycle, at the moment $\omega t = \alpha_1$, the flux Φ reaches the value Φ_1.

In the same interval of time, the current of the gating circuit is given by the expression:

$$i_L' = \frac{Ra_0^2 U_m}{\omega^2 + R^2 a_0^2} \sin \omega t - \frac{a_0 \omega U_m}{\omega^2 + R^2 a_0^2} \cos \omega t. \tag{10}$$

In the interval of time $t \in [\alpha_1/\omega, \alpha_s/\omega]$, in equation (5), the coefficients are:

$$\nu = \frac{Ra_1}{\omega}, \quad c = \frac{\Phi_d}{\Phi_s}, \quad k = \frac{U_m}{U_s}, \quad \lambda = \frac{RN_0I_0}{\omega N_L^2 \Phi_s} - \frac{RI_d}{\omega N_L \Phi_s}. \tag{11}$$

The flux in the core is given by the relation:

$$\Phi = \Phi^d + \frac{N_L I_d - N_0 I_{st}}{a_1 N_L^2} + \frac{k\Phi_s Ra_1 \omega}{\omega^2 + R^2 a_1^2} \sin \omega t - \frac{k\Phi_s \omega^2}{\omega^2 + R^2 a_1^2} \cos \omega t. \tag{12}$$

If we take into account, that, for the descending branch of the static hysterezis cycle, we can write:

$$N_0 I_0 = N_0 I_{st} + a_1 N_0 (\Phi_s - \Phi_0), \tag{13}$$

then the relation (12) becomes:

$$\Phi = \Phi_d - \frac{N_L I_d + N_0 I_{st}}{a_1 N_L^2} + \frac{k\Phi_s Ra_1 \omega}{\omega^2 + R^2 a_1^2} \sin \omega t - \frac{k\Phi_s \omega^2}{\omega^2 + R^2 a_1^2} \cos \omega t. \tag{14}$$

At the moment $t = \alpha_s/\omega$, the flux in core reaches the saturation. Putting into the relation (14) $\Phi = \Phi_s$ and $\omega t = \alpha_s$, we obtain the value of the saturation angle.

The expression of the gating current in this interval of time is:

$$i_L'' = \frac{U_m R a_1^2}{R^2 a_1^2 + \omega^2} \sin \omega t - \frac{U_m \omega a_1}{R^2 a_1^2 + \omega^2} \cos \omega t. \tag{15}$$

In the interval of time $t \in [\alpha_s/\omega, T/2]$, the flux and the current are determined in a similar way as those of the previous interval; we obtain:

$$\Phi = \Phi_r + \frac{N_0 I_0}{a_0 N_L^2} + \frac{R a_0 U_m}{N_L(\omega^2 + R^2 a_0^2)} \sin \omega t - \frac{\omega U_m}{(\omega^2 + R^2 a_0^2) N_L} \cos \omega t, \tag{16}$$

$$i_L''' = \frac{U_m R a_0^2}{\omega^2 + R^2 a_0^2} \sin \omega t - \frac{U_m \omega a_0}{\omega^2 + R^2 a_0^2} \cos \omega t. \tag{17}$$

At the moment $t = T/2$, the flux and current are given by the expressions:

$$\Phi\left(\frac{T}{2}\right) = \Phi_r + \frac{N_0 I_0}{a_0 N_L^2} + \frac{U_m \omega}{N_L(\omega^2 + R^2 a_0^2)}, \tag{18}$$

$$i_L'''\left(\frac{T}{2}\right) = -\frac{U_m \omega a_0}{\omega^2 + R a_0^2}. \tag{19}$$

Analysing the relations (8), (14) and (16), we can see, that from the moment $t = 0$ till $t = \alpha_s/\omega$, the flux in core grows from a value which is proportional with the created flux by the control winding, Φ_0, to the saturation value, and after that, till $t = T/2$, the flux grows much slowlier; we can consider that in practic it remains nearly constant (Fig. 3).

In the same interval of time, the gating current i_L has a very small variation in its amplitude, till $t = \alpha_s/\omega$, constituting in fact the magnetizing current, as long as the core is nonsaturated; after that, the current i_L has a relatively sudden jump, corresponding to the moment $t = \alpha_s/\omega$, of saturation of the core. Then until $t = T/2$, the current i_L decreases approximately like a sinus, having at $t = T/2$, the value given by the expression (19), and cancelling at $t = T/2 + \alpha'/\omega$ (Fig. 3); α' can be determined by the relation (17), for $i_L''' = 0$.

In the control half-cycle, when the resistance of the gating circuit becomes infinite, the gating current i_L becomes zero.

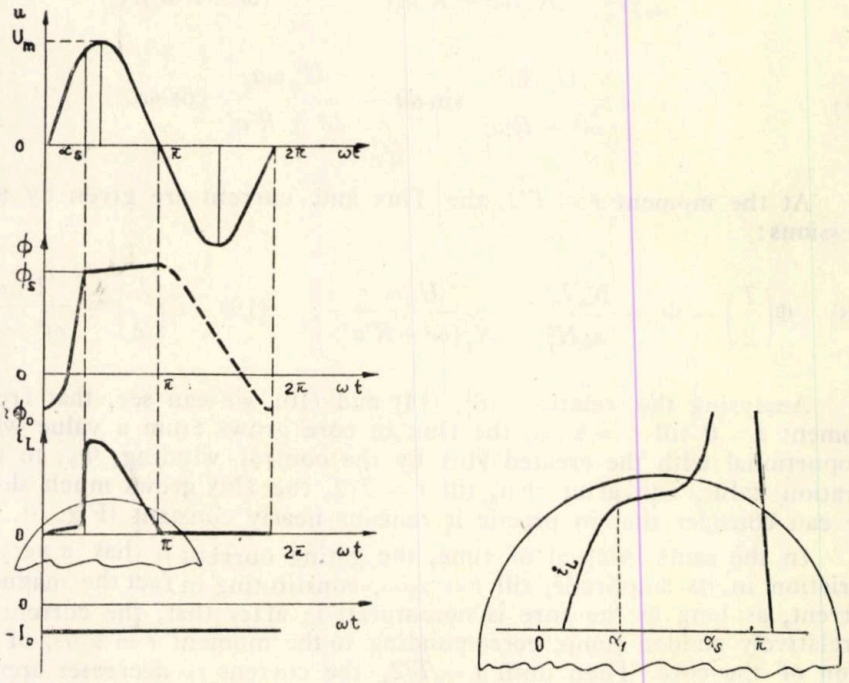
The average value of the gating current is:

$$I_{L\text{med}} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} i_L \mathrm{d}(\omega t) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\alpha_1} i_L' \mathrm{d}(\omega t) + \frac{1}{\pi}\int_1^{\alpha_s} i_L'' \mathrm{d}(\omega t) + \frac{1}{\pi}\int_{\alpha_s}^{\pi} i_L''' \mathrm{d}(\omega t) =$$

(20)

$$= I_{\mu\text{med}} + \frac{1}{\pi}\int_{\alpha_s}^{\pi} \frac{Ra_0^2 U_m}{\omega^2 + R^2 a_0^2} \sin \omega t \ \mathrm{d}(\omega t),$$

where $I_{\mu\text{med}} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\alpha_1} i_L'' \mathrm{d}(\omega t) + \frac{1}{\pi}\int_{\alpha_1}^{\alpha_s} i_L'' \mathrm{d}(\omega t)$, is the average value of magnetizing current until the saturation of the core.



a Fig. 3 *b*

If in the expression (14) we make some simplifying hypotheses with respect to cos-term and Φ_d, then the saturation angle is determined by he following relation:

$$\alpha_s = \arccos\left[\frac{-N_0^2(\Phi_{st}-\Phi_0)(\omega^2+R^2a_1^2)}{\omega N_L^2 U_m}\right].$$

In this case, the average value of gating current is:

$$I_{Lmed} = I_{\mu med} + \frac{Ra_0^2 U_m}{\pi(\omega^2+R^2a_0^2)} - \frac{Ra_0^2 N_0^2(\Phi - \Phi_0)}{\pi\omega N_L}. \tag{21}$$

This relation represents the variation of the gating current against the created flux by the control winding; since, it represents in fact, the equation of control characteristic of the magnetic amplifier element with rectifier. If in this expression, we take into account that the value of constant flux is determined by the value of control current I_0, through the equation of descending branch of static hysteresis loop:

$$N_0 I_0 = N_0 I_{st} + a_1 N_0^2(\Phi_{st} - \Phi_0), \quad |I_0| > |I_{st}|,$$

then, we obtain for the control characteristic, the following equation:

$$I_{Lmed} = I_{\mu med} + \frac{R a_0^2 U_m}{(\omega^2+R^2a_0^2)\pi} - \frac{Ra_0^2 N_0(I_0 - I_{st})}{\pi\omega N_L a_1}, \quad |I_0| > |I_{st}|. \tag{22}$$

Knowing that the maximum value of the average value of gating current, takes place at $\alpha_s = 0$,

$$I_{Lmed\,max} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \frac{U\, Ra_0^2}{\omega^2 + R^2a_0^2}\sin\omega t\, d(\omega t) = \frac{U_{med} Ra_0^2}{\omega^2 + R^2a_0^2}, \tag{23}$$

and neglecting the magnetizing current, we obtain the expressions:

$$\frac{I_{Lmed}}{I_{Lmedmax}} = \frac{1}{2} - \frac{N_0 I_{st}(\omega^2 + R^2a_1^2)}{\pi U_{med}\,\omega N_L a_1}\cdot\frac{a_0}{a_1}\left(\frac{I_0}{I_{st}} - 1\right), \quad |I_0| \geqslant |I_{st}|, \tag{24}$$

$$\frac{I_{Lmed}}{I_{Lmedmax}} = \frac{1}{2} - \frac{N_0 I_{st}(\omega^2 + R^2a_1^2)}{\pi U_{med}\,\omega N_L a_1}\left(\frac{I_0}{I_{st}} - 1\right), \quad |I_0| < |I_{st}|, \tag{25}$$

which represents the equations of control characteristic in related values

Examining the expressions (24) and (25) and also the Fig. 4, we observe that for the values of control currents $|I_0| > |I_{st}|$, the gating current i_L decreases very much, and for $|I_0| < |I_{st}|$, the slope of control characteristic is very small, practicaly zero. For a given circuit, with a constant load resistance, this characteristic is unique. For the total resistance R, taken as parameter, we obtain a family of characteristics, as shown in Fig. 5.

The value of the gating current in absence of any control current represents a little more than 50 per cent of maximum value of gating current, which flows when $\alpha_s = 0$. The slopes of the control characteristics follow very closely the slopes of hysteresis loop.

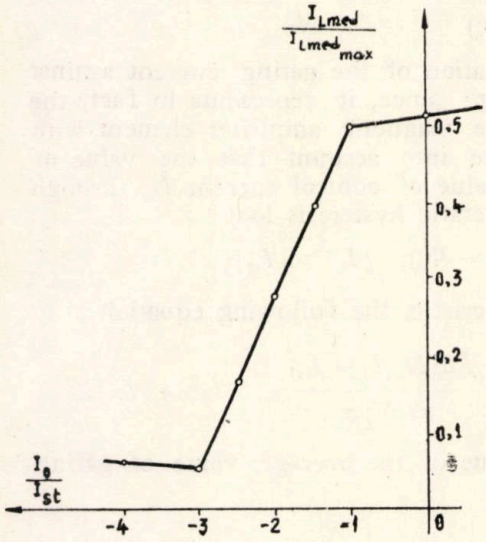


Fig. 4

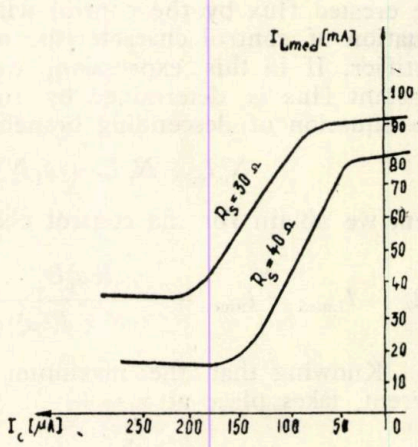


Fig. 5

3. Experimental Results

The verification of the theoretical results was made with the help of a magnetic amplifier with Ultraperm Z core, $50 \times 40 \times 5 \times 0.05$ mm, $N_L = 1\,850$ turns of 0.4 mm and $r_L = 10\ \Omega$, $N_0 = 1\,000$ turns of 0.15 mm, and a rectifier DC—1 with direct resistance $r_D = 150\ \Omega$. The circuit is supplied with a sinusoidal voltage of 50 Hz. The dynamic hysteresis loop was determined with the help of a special device [5].

By using the experimental parameters we verified all the relations of the flux and of the gating current. We could observe, at the oscilloscope, that indeed, the gating current is not cancell at $t = T/2$. This current flows through the gating circuit, in the negativ half-cycle of supplied voltage, although there is a rectifier in circuit; so that, the presence of the rectifier is not sufficient to stope the flowing of the current i_L. It could be observed, too, that untill the saturation a magnetizing current flows with a very small amplitude, compared to that of the saturation one (Fig. 3 *b*).

In Fig. 6 it is represented the theoretical control characteristic and the experimental one. It can be observe, that there is a good enough concordance between the theoretical and experimental characteristic.

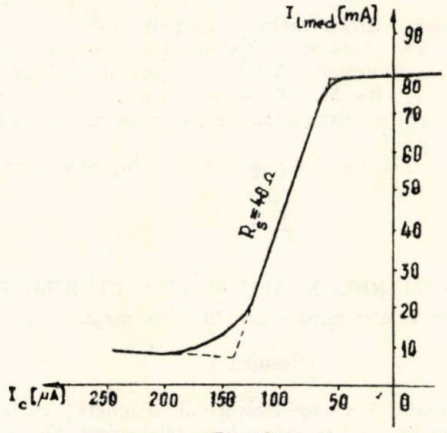


Fig. 6

4. Conclusions

1. The approximation of the dynamic hysteresis loop with a parallelogram is much closer to the conditions of real functions of the core than the approximation by an absolute rectangular cycle; in this way, taking into account a sufficiently big inductivity of the gating winding, but not infinite before the saturation, and a limited inductivity, but not zero after the saturation, we can easily explain the real shape of the gating current. This kind of approximation of the hysteresis loop is much more convinient to handle.

2. The analysis of the circuit was made in the case which the current harmonics in the control circuit were attenuated, and it was not taken into account, the influence of the second harmonics of the gating current; this will be treated later on.

3. The gating current is not cancelled at the moment $t = T/2$, having already a starting value at the very begining of the control half-cycle, on which depends, in a great mesure, the dynamics of demagnetizing processes of the core in this half-cycle, and also the starting value of the flux in the core, at moment $t = 0$; this study will make the subject of an other work.

4. The control characteristic in related values shows that the slope of this characteristic depends essentially on the value of ratio $|I_0/I_{st}|$.

Received November 10, 1970

Polytehnic Institute, Jassy,
Department of Electrotechnic and
Electric Measurements
and
Department of Electric Machines

REFERENCES

1. Ştefanovíci T. H., *Amplificatoare magnetice pentru automatizarea industriei.* Ed. Tehn., Buc., 1963.
2. Розенблат М. А., *Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники.* М., 1966.
3. Philippow E., *Nichtlineare Elektrotecknik.* Leipzig, 1963.
4. Bourne H. C., Nitzan D., *Dynamic Operation of Magnetic Amplifier with Real Core and Rectifier Functions.* A.I.E.E. Trans. and Commun., **76** (1957).
5. Vasiliu Gh., Haba P., Haba M., *Construcţia unui trasor de ciclu de isterezis dinamic.* Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute, Jassy, July 2–4, 1970.
6. Goral A., *On the Unique Theory of Selfsaturating Magnetic Amplifier.* Arch. Autom Telemech., **7**, 62 (1967).

ASUPRA AMPLIFICATOARELOR MAGNETICE CU REACŢIE INTERNĂ

Regimul permanent al elementului amplificator magnetic cu semiundă

(Rezumat)

Este făcută o analiză analitică a amplificatorului magnetic cu autosaturaţie cu ieşire pe semiperioadă, aproximînd ciclul de isterezis prin paralelogram. Sînt deduse expresiile analitice ale fluxurilor în miez, curentului din circuitul de lucru şi ale caracteristicii de comandă în valori raportate.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.Z. 621.392.5; 621.317.66

METODĂ ŞI APARAT PENTRU MĂSURAREA DIRECTĂ A RANDAMENTULUI DE TRANSMISIE AL CUADRIPOLILOR ÎN CURENT ALTERNATIV *)

DE

M. CREŢU şi PAUL GAVRILESCU

1. Introducere

De obicei randamentul unui cuadripol transmiţător de energie electrică în curent alternativ (transformator, convertizor de frecvenţă, linie de transmisie etc.) se obţine prin raportarea puterii utile la consumator şi respectiv a puterii active totale absorbite de la sursa de energie, măsurate separat cu două wattmetre. Utilizarea acestei metode pentru trasarea, punct cu punct, a dependenţei randamentului de diverşi factori (mărimea sarcinii, frecvenţta, factorul de putere etc.) este incomodă datorită numărului mare de măsurători separate şi a calculului ulterior ce trebuie efectuat.

Deşi randamentul, ca indicator economic, prezintă o importanţă deosebită, măsurarea directă a acestuia este tratată sumar în literatura de specialitate, neexistînd practic instrumente simple care să răspundă acestui scop.

2. Principiul metodei

Dacă P_1 şi P_2 sînt puterile active în partea primară şi partea secundară, randamentul de transmisie este [1]:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1}.$$

Metoda utilizată de noi constă în transformarea puterilor de măsurat în mărimi de curent continuu, prin intermediul a două traductoare de putere identice şi raportarea curenţilor continui cu ajutorul unui logometru

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970.

magnetoelectric. Schema principială de măsurare cuprinde traductoarele de putere TP_1 și TP_2, logometrul L, cuadripolul de încercat *1122* și impedanța de sarcină Z (fig. 1).

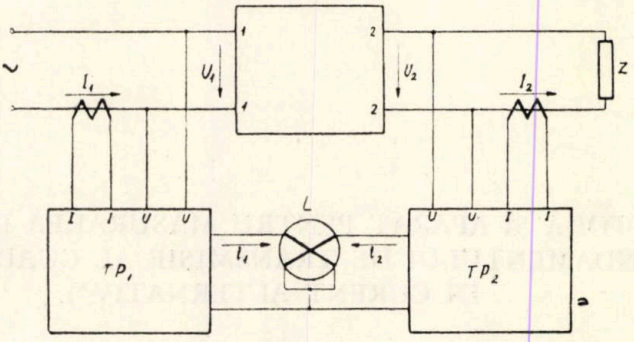


Fig. 1

Curenții continui debitați de către traductoarele de putere sînt proporționali cu puterile active din părțile primară și secundară: $i_1 = k_1 P_1$ și $i_2 = k_2 P_2$, k_1 și k_2 fiind coeficienții de traductorizare. Deviația echipajului mobil al logometrului magnetoelectric determinîndu-se exclusiv prin raportul curenților din cadre, în acest caz deviația va depinde direct de valoarea randamentului cuadripolului studiat. În plus dacă traductoarele de putere sînt identice ($k_1 = k_2$), funcția de scară a deviației față de raportul curenților rămîne aceeași și pentru măsurarea randamentului.

Logometrele magnetoelectrice utilizate în mod curent au de obicei poziția la mijlocul scării a acului indicator, corespunzătoare unui raport între curenți egal cu unitatea, ceea ce face inutilizabilă aproximativ jumătate din scară în cazul măsurării randamentului. În scopul folosirii integrale a scării este necesară șuntarea unuia din cadre astfel ca raportul curenților, egal cu unitatea, deci randamentul maxim, să se obțină la una din pozițiile de deviație extremă a acului indicator. Avantaje deosebite in privința creșterii sensibilității pentru domenii înguste de măsurare, se obțin în cazul utilizării logometrelor cu bobine încrucișate sub unghi mic [2].

3. Funcționarea traductorului de putere

Pentru transformarea puterii într-o mărime de curent continuu se pot utiliza diverse tipuri de traductoare. Considerăm [3] oportune traductoarele Hall, traductoarele electronice sau traductoarele magnetostatice. Criteriul esențial în alegerea unui tip de traductor, în afara adaptării ușoare în raport cu logometrul, îl constituie posibilitatea realizării identității caracteristicilor traductoarelor (egalitatea coeficienților de traductorizare).

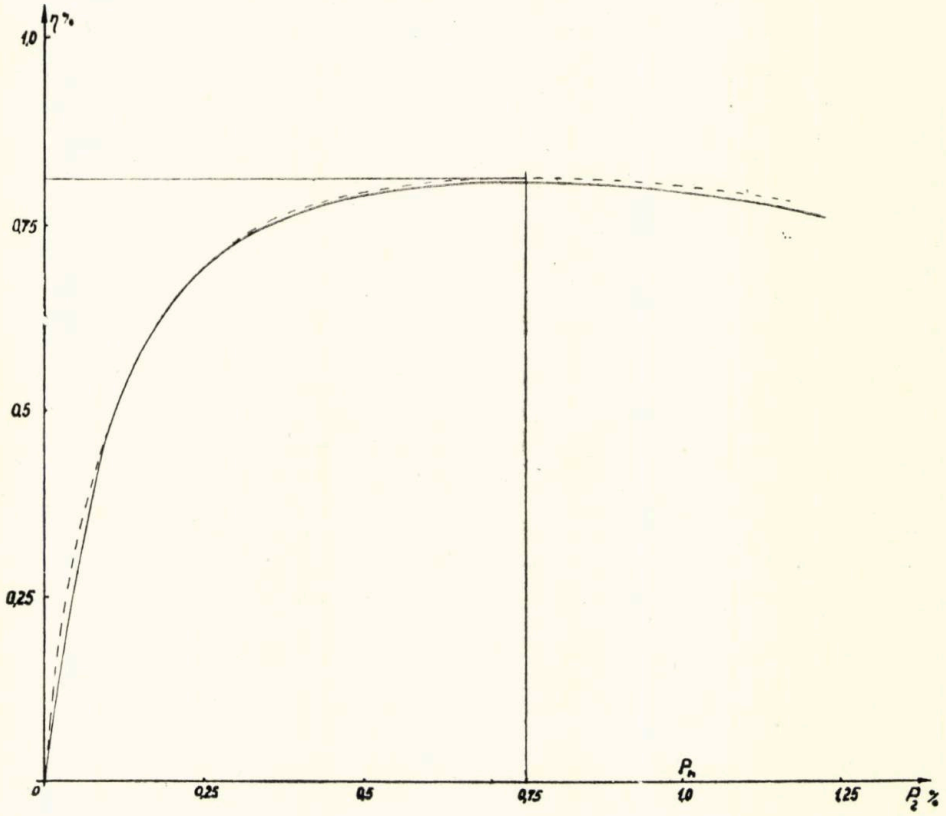
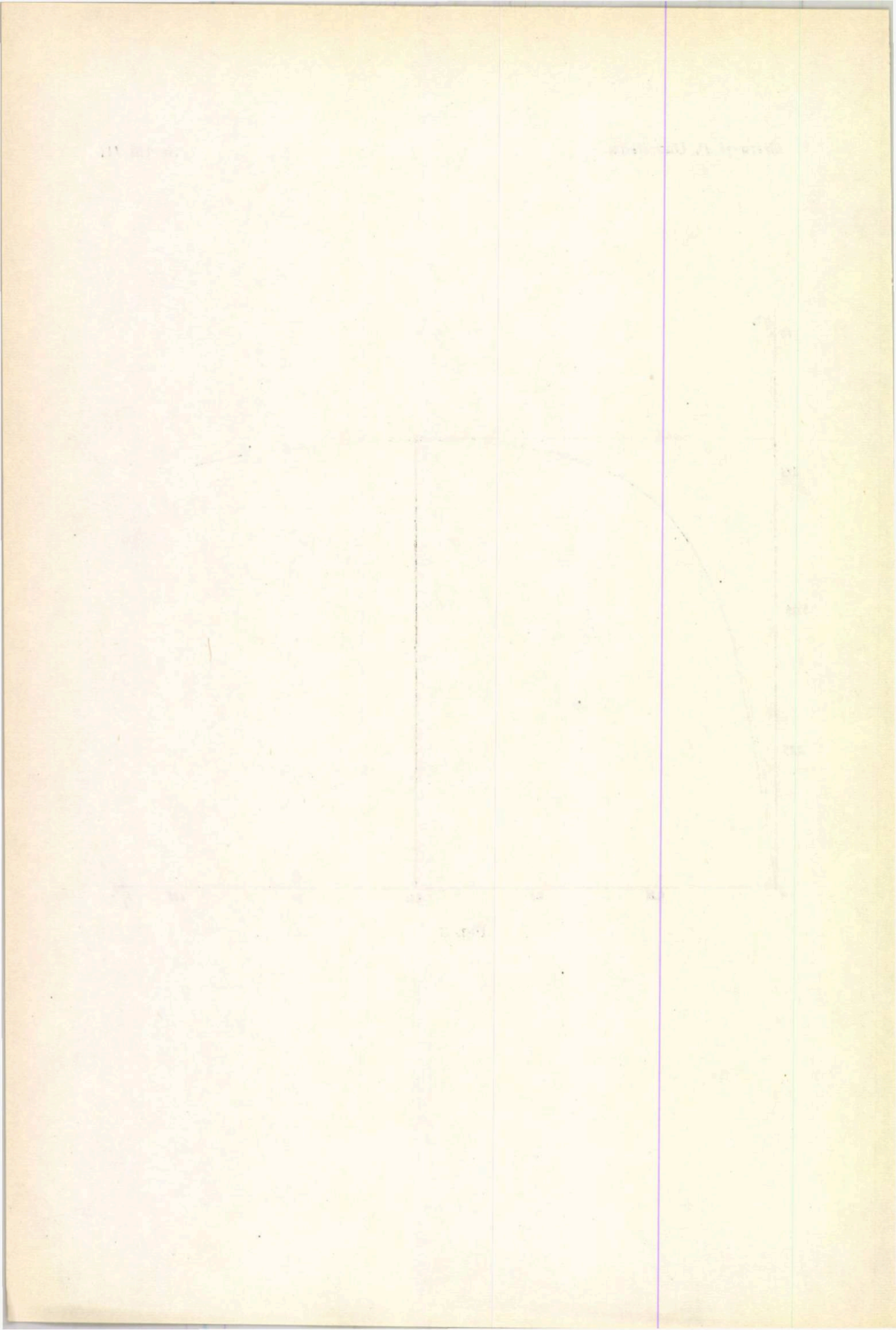


Fig. 3



Noi am utilizat două traductoare magnetostatice de tip I. R. M. E. (fig. 2), în care prin intermediul a două bobine saturate L_s se realizează o caracteristică pătratică $i = f(u)$, identică în circuitele *I* și *II*. Tensiunile U_1 și U_2 sînt:

$$U_1^2 = k_U^2 U^2 + k_i^2 I^2 - 2k_i k_U UI \cos \varphi, \quad U_2 = k_U^2 U^2 + k_i^2 I^2 + 2k_i k_U UI \cos \varphi,$$

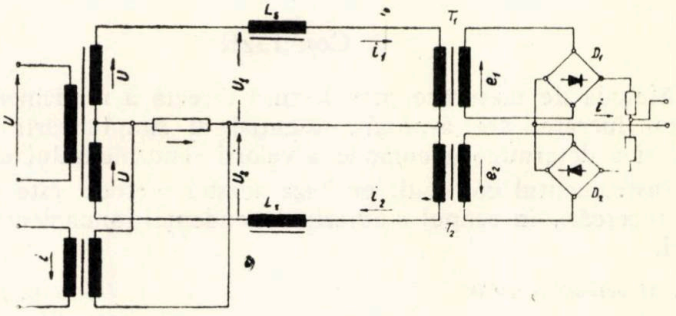


Fig. 2

în care k_U și k_i sînt rapoartele de transformare pentru tensiunea U și curentul I. În secundarele transformatoarelor identice T_1 și T_2 se obțin tensiunile $e_1 = \alpha u_1^2$ și $e_2 = \alpha u_2^2$, care apoi redresate de către punțile D_1 și D_2 determină final curentul continuu proporțional cu puterea activă consumată:

$$i = 4\alpha UIk_U k_i \cos \varphi = kP.$$

4. Erori de măsurare

Eroarea principală introdusă de schema de măsurare propusă se datorește neidentității caracteristicilor traductoarelor utilizate și a inconstanței coeficienților de traductorizare. Metoda cumulează diferența erorilor proprii traductoarelor și eroarea de indicație a logometrului magnetoelectric. La o alegere îngrijită a traductoarelor, teoretic, este posibilă eliminarea completă a influenței erorilor traductoarelor asupra indicației.

5. Rezultate experimentale

Încercările experimentale au fost efectuate prin măsurarea randamentului de transmisie al unui transformator monofazat cu o putere nominală de 0,5 kVA și verificarea valorii randamentului prin măsurarea separată a puterilor cu două wattmetre. În fig. 3 s-a reprezentat prin curbă plină

dependenţa randamentului de sarcină, determinată prin metoda expusă mai sus, iar punctat curba obţinută prin măsurări indirecte folosind metoda celor două wattmetre.

În ambele cazuri maximul valorii randamentului s-a obţinut la aproximativ 75% din sarcina nominală a transformatorului.

6. Concluzii

a) Metoda de măsurare prin lectură directă a randamentului, propusă în prezenta lucrare, are avantajul esenţial al simplificării operaţiilor de măsurare şi a determinării comode a valorii randamentului maxim.

b) Instrumentul construit pe baza acestei metode este util laboratoarelor de încercări, în scopul studierii dependenţei randamentului de diverşi parametri.

Primită la 31 octombrie 1970

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică şi măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Krug K. A., *Bazele electrotehnicii.* Vol. II, EES, Buc., 1953, 104–105, (trad. d.n l. rusă).
2. Moraru A., *Asupra caracteristicilor logometrelor magnetoelectrice cu bobine încrucişate sub unghi mic.* Metrologia aplicată, *12* (1966).
3. Купершмидт Я. А., *Современные телеизмерительные системы.* ГЭИ, М., 1961.

MÉTHODE ET APPAREIL POUR LA MESURE DU RENDEMENT DE LA TRANSMISSION DES QUADRIPÔLES EN COURANT ALTERNATIF

(Résumé)

On présente une méthode directe de mesure du rendement des quadripôles. Par l'intermède de deux traducteurs identiques les puissances des parties primaire et secodaire du quadripôle sont transformées en grandeurs de courant continu et ensuite sont rapportées à l'aide d'un logomètre magnétoélectrique.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ ELECTRONICĂ AUTOMATIZĂRI

D.K. 621.317,42; 621.385.2

GERÄT ZUM MESSEN DER WECHSELINDUKTION IN DER LUFT, MIT HILFE DES GAUSSEFFEKTS BEI DEN HALBLEITERDIODEN MIT GERMANIUM *)

VON

TRAIAN BALAN und C. HARJA

1. Vorwort

Eines der wichtigsten Probleme in der magnetischen Messtechnik bildet das Messen der Wechselinduktionen in den Luftspalten der Elektromagneten oder der elektrischen Maschinen. Wenn für magnetischen Gleichfelder verschiedene Messgeräte zitiert werden, so werden für Wechselinduktionen Sonden vorgezogen, die aus Spulen gebildet sind, in denen, unter Einwirkung der magnetischen Wechselinduktion, Spannungen auftauschen, verhältnismässig der Messgrösse.

Für die Herstellung eines Messgerätes kann der Gausseffekt der Halbleiterdioden mit Germanium verwendet werden. Dieser Effekt wurde von H. A. Kampf [1] im Jahre 1960 festgestellt.

Der Gausseffekt besteht in der Modifizierung des elektrischen Widerstandes eines leitenden Materials oder eines Halbleiters, unter Einwirkung der magnetischen Induktion. Die Ursache dieses Effektes, bekannt auch unter dem Namen „Gausseffekt", besteht in der Geschwindigkeitsveränderung der Ladungsträger, unter dem Einwirken der magnetischen Induktion. Weil aber nicht alle Ladungsträger die gleiche Geschwindigkeit haben, so kann der Ausgleich zwischen der Lorentzkraft und dem Hallfeld nicht für alle Ladungsträger stattfinden. Bei den langsameren überwiegt die Kraft des Hallfeldes, bei den Schnellen ist die Lorentzkraft vorherrschend.

Da aber die Länge der freien Weglänge dieser Ladungsträger kleiner ist als in Abwesenheit des magnetischen Feldes, so geht eine Verkleinerung der Beweglichkeit hervor, folglich eine Herabsetzung der elektrischen Leitfähigkeit. Der oben beschrieben Effekt entspricht dem physischen Gausseffekt. Es gibt auch noch einen „geometrischen" Gausseffekt, welcher in der Verstärkung des Widerstandes des magnetischgesteuerten Widerstandselementes besteht, infolge der Veränderung der Stromliniendichte, welche aus Feldplatten mit kleiner Länge gebildet ist, vergleichbar mit der Breite. Diese beiden Effekte können von einander nur im Falle der Elemente von Typus-Corbino getrennt werden.

---

*) Mittgeitelt an der wissenschaftlichen Tagung der Technischen Hochschule, Jassy, den 2—4. Juli 1970.

2. Prinzip der Methode

Im allgemeinen, wird die Widerstandsveränderung eines Halbleiters, der in ein magnetisch Feld eingeführt wurde, durch folgendes Verhältnis ausgedrückt: a) $R_B = R_0(1 + \mu B)$ — für kleine Felder, b) $R_B = R_0(1 + \mu^2 B^2)$ — für mittlere Felder, c) $R_B = R_0(1 + \mu B)$ — für grosse Felder, wo: R_0 — der Widerstand der Feldplatte in Abwesenheit der magnetischen Induktion, μ — die Beweglichkeit der Ladungsträger.

Die Veränderungsmodalität des Widerstandes einer Halbleiterdiode mit Germanium, ist der Widerstandsveränderung der Feldplatten ähnlich. Der Unterschied liegt darin, dass zugleich mit der Widerstandsveränderung, infolge der magnetischen Induktion, auch eine Veränderung des direkten Widerstandes der Halbleiterdiode, stattfindet, dank der Stromveränderung. Der allgemeinste Ausdrück der Widerstandsveränderung (nach Taylors-Reihenentwicklung) ist:

$$R(I, B) = R(I_0 B_0) + \frac{\partial R}{\partial I} I + \frac{\partial R}{\partial B} B + \frac{\partial^2 R}{\partial B \partial I} BI + \ldots$$

Für Einzelfälle, können wir annehmen, dass sich die Halbleiterdiode den selben Veränderungsgesetzen unterwirft, wie auch die Feldplatten. Diese Tatsache kann angenommen werden, für kleine Stromveränderungen durch die Diode, folglich, für kleine Widerstandsveräderungen, von Stromfunktion. In diesem Falle, können für kleine Ströme (praktisch konstant, oder wenig veränderlich) die Ausdrücke $\partial R/\partial I$ und $\partial^2 R/\partial I \partial B$, als Null betrachtet werden, und man kann schreiben: a) $R_B = R_0(1 + aB)$ — für kleine Induktionen, b) $R_B = R_0(1 + bB^2)$ — für mittlere Induktionen, c) $R_B = R_0(1 + cB)$ — für grosse Induktionen.

In Abb. 1 wird die Charakteristik des magnetischgesteuerten Widerstandes einer Halbleiterdiode (EFD-112) mit Germanium gezeigt, für drei Werte des direkten Stromes. Es ist zu bemerken, dass gross Stromveränderungen starken Einfluss ausüben auf die direkte Widerstandsveränderung, mit der angewendeten magnetischen Induktion.

In der Arbeit [3] wurde gezeigt, dass die Richtungsänderung des magnetischen Feldes, die Veränderung des direkten Widerstandes nicht modifiziert. Auf Grund dieses Prinzips, haben wir einen Apparat konstruiert, für das Messen der Wechselinduktionen in Gama 50...1000 Gs.

Das Messgerät (Abb. 2) besteht aus einem elektronischen Verstärker und einem Voltmeter. Dieser Verstärker besteht aus vier Stufen mit Transistoren. Das Geberelement (die Diode mit Germanium) befindet sich im Emitter des Transistors aus der ersten Stufe. Für die Wechselstromkomponente ist der Transistor in Basisschaltung da die Signalquelle die Halbleiterdiode ist. Bei der Verwendung des veränderlichen magnetischen Feldes, wechselt der Diodenwiderstand mit der Doppelfrequenz ab, eine Modulation des Gleichstromes hervorrufend.

Die Wechselspannungskomponente wird beim Ausgang verstärkt und gemessen mit Hilfe eines Voltmeters.

Die folgenden zwei Stufen sind identisch und realisiert in Emitterschaltung. Sie sind stabilisiert durch eine negative Stromrückkoplung.

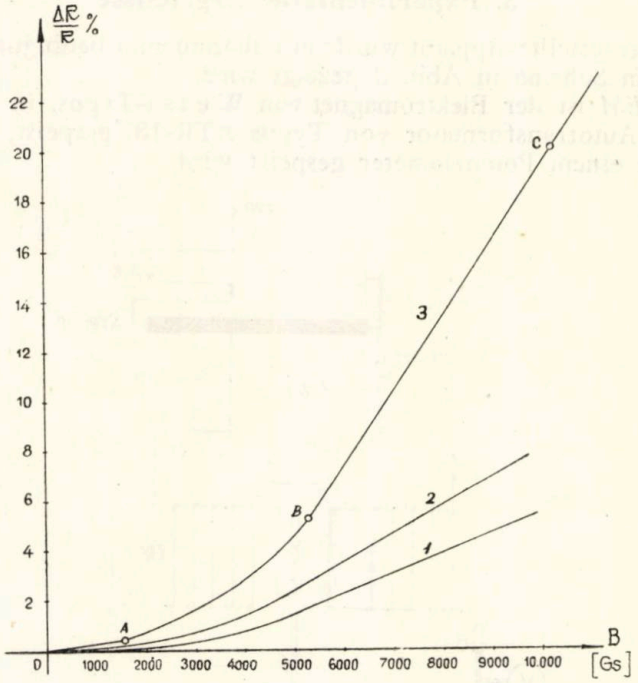


Abb. 1

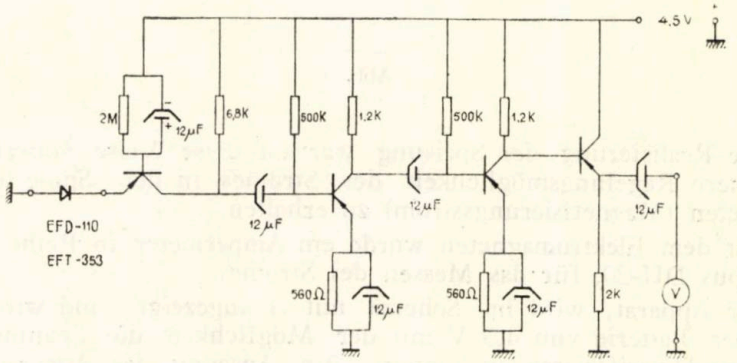


Abb. 2

Die letzte Stufe ist ein Emitterfolger, welcher eine kleine Ausgangsimpedanz hat, den Gebrauch eine Voltmeters, mit kleineren Widerstand, erlaubend.

3. Experimentelle Ergebnisse

Der hergestellte Apparat wurde in Laboratoriumsbedingungen versucht, wie auf dem Schema in Abb. 3 gezeigt wird.

Hier *EM* ist der Elektromagnet von W e i s s-Typus, in Wechselstrom von einem Autotransformator von Typus ATR-18, gespeist, der seinerseits wieder, von einem Potenziometer gespeist wird.

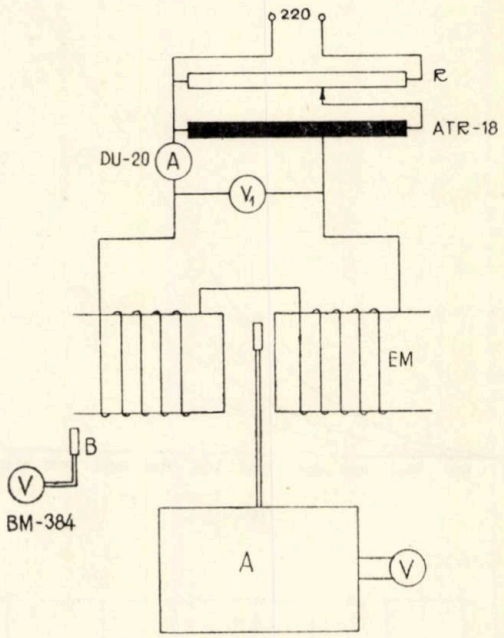


Abb. 3

Die Realisierung der Speisung war auf diese Weise notwendig, um eine feinere Regelungsmöglichkeit des Stromes in der Spule des Elektromagneten (Magnetisierungsstrom) zu erhalten.

Mit dem Elektromagneten wurde ein Ampermeter in Reihe montiert, von Typus DU-20, für das Messen des Stromes.

Der Apparat, wird im Schema mit *A* angezeigt, und wird gespeist von einer Batterie von 4,5 V mit der Möglichkeit die Spannung nochprüfen und verifizieren zu können. Am Ausgang des Apparates wurde ein elektronisches Voltmeter montiert, von Typus BM-384.

Auf Tabelle 1 wird auf die experimentellen Ausgaben hingewiesen, während die Kurven in Abb. 4 (*1* und *2*), angezeigt werden.

Tabelle 1

I [A]	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8
B_m [Gs]	30	58	88	116	145	175	203	233	262
$U_{ausg.}$ [mV]	8	11,5	16	20	24	28	32	36	40

I [A]	2	2,2	2,4	2,6	2,8	3	3,2	3,4	3,6
B_m [Gs]	291	319	343	375	403	432	461	488	517
$U_{ausg.}$ [mV]	45	49	53	58	62	66	70	74	78

Um die Wechselinduktion zu messen (in Abwesenheit eines Genauigkeitgeräts) wurde eine Messung vorgenommen, mit Hilfe einer Sonde, mit Spulenform, mit Parametern: $N = 80$ — die Zahl der Windungen, $S = 615.10^{-16}\ m^2$ — der Schnitt. Bei Anwendung der magnetischen Wechselinduktion wird in die Spule eine Spannung $U = 4{,}44fNSB_m$ induziert. Diese Spannung wurde mit dem elektronischen Voltmeter gemessen, und so konnte man, auf diese Weise, die Charakteristik $B_m(I)$ des Elektromagneten trassieren, für eine bestimmte Grösse des Luftspaltes. Diese Grösse wird konstant gehalten während der Messungen, mit Hilfe einiger Holzdistanzstücke.

Mit Hilfe der Charakteristiken $B_m(I)$ wurde auch die Charakteristik $U_{ausg.}(B_m)$ erhalten, also, die Eichung des Apparates.

Weil aber die Induktionen sehr klein sind (bis zu 1000 Gs), wurde keine quadratisch magnetischgesteuerte Widerstandscharakteristik erreicht, sondern es wurde auf dem linearen Teil gearbeitet (Abb. 1, Teil $O - A$). Da die Charakteristik des Verstärkers ihrerseits auch linear ist (mit einem Verstärkerfaktor von ungefähr 30) so ist es selbstverständlich, dass die resultierende Kurve $U_{ausg.}(B_m)$ (Abb. 4, Kurve *1*), auch linear sei. Es können folgende Relationen geschreiben werden:

$$U = k_1 B_m, \quad U_{ausg.} = k_2 U, \quad U_{ausg.} = kB_m.$$

Aus dem Studium der Charakteristik von Abb. 4 (Kurve *1*) ist zu bemerken dass die theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen.

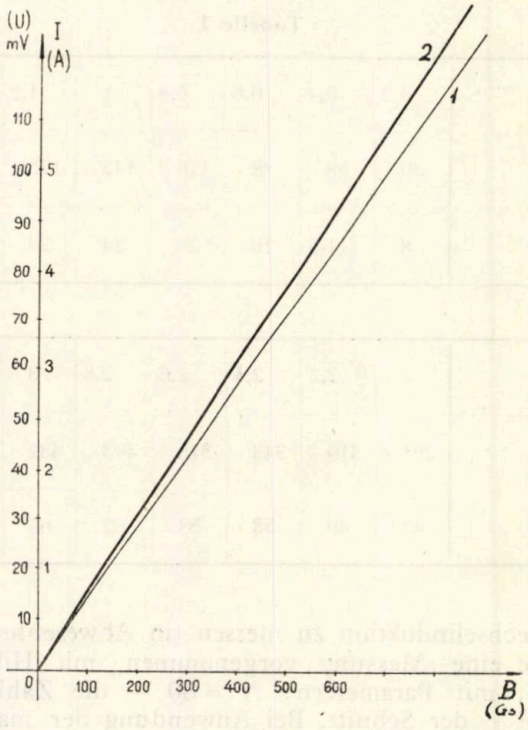


Abb. 4

Die Veränderung der Speisungsspannung des Verstärkerschemas ändert die Charakteristik aus Abb. 4 (Kurve *1*) was aber unwichtig ist (aus dem Studium der Charakteristiken aus Abb. 1, ist zu bemerken, dass die Veränderung der Charakteristik einen Platz inne hat, bloss bei grossem Stromveränderungen, nicht auch bei Veränderungen von 5...10%).

Um diese Sache zu vermeiden, sowohl auch bei den Apparaten die den Halleffekt gebrauchen insofern ein Voltmeter im Stromkreis verhanden ist, so wird die Adjustierung und der Verifizierung der Speisespannung, vor Beginn der Messungen vorgeschlagen.

Der Einfluss der Temperatur ist verhältnismässig klein. Für totale Verkleinerung oder Beseitigung des Temperaturfehlers werden die klassischen Schemas für die Hallplatten oder Feldplatten vorgeschlagen, u.z.w. das Einführen eines Thermistors in Reihenschaltung (von kleinem Wert), oder eines Nickelwiderstandes in Paralellschaltung.

Die Sensibilität des Apparates in den ungünstigsten Bedingungen ist $S = 7$ Gs/1 mV.

Der vorgeschlagene Apparat kann auf den verschiedensten Gebieten Gebrauch finden. Die Sonden besitzen kleine Ausmasse, der Diodengrösse von Typus EFD entsprechend.

Eingegangen am 30. Oktober 1970

Technische Hochschule, Jassy,
Lehrstuhl für Elektrotechnik,
und elektrische Messungen

LITERATURVERZEICHNIS

1. Kampf H. A., Electronic Industries, **17**, 71 (1960).
2. Kataoka Shoei, *Magnetoresistive Elements and their Application.* Res. of the Electrot Labor. Japan, *661*, Dec. 1965.
3. Petrescu V., Balan T., Creţu M., Gavrilescu P., *Cercetarea experimentală a efectului magnetorezistiv la unele tipuri de diode semiconductoare româneşti.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XVI** (**XX**), *3—4* s. III, 1—6 (1970).
4. Денисов Ю. Н., Ивашкевич С. А., *О влиянии магнитного поля на характеристики полупроводниковых диодов и триодов.* Препринт ОИЯИ — Дубна, 1083 (1962).
5. Денисов Ю. Н., Ивашкевич С. А., *Измерение магнитных полей при помощи германиевых триодов.* Приборы и техника эксперимента, **6**, 125—130 (1964).

APARAT PENTRU MĂSURAREA INDUCŢIILOR ALTERNATIVE ÎN AER CU AJUTORUL EFECTULUI MAGNETOREZISTIV LA DIODELE SEMICONDUCTOARE CU GERMANIU

(Rezumat)

Se descrie construcţia unui aparat de măsură a inducţiilor alternative în aer, bazat pe efectul magnetorezistiv al diodelor semiconductoare cu germaniu, descoperit de H. A. Kampf în 1960.

Se arată particularităţile şi caracteristicile de lucru în gama de măsură 30...500 Gs, cu posibilităţi de extindere. Prin simplitatea construcţiei şi prin scara sa liniară aparatul se recomandă pentru utilizări diverse, avînd şi o sensibilitate suficient de bună.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D.C. 621.316.7; 621.385.8

THE INFLUENCE OF THE CONTROLLERS OPERATIONAL AMPLIFIER INPUT RESISTANCE ON THE COMPUTING ACCURACY*)

BY

HARI HERȘCOVICI and EMIL LUCA

The operational amplifier represented in Fig. 1 is characterized by the ideal transfer function (gain A and input resistance r — very large):

$$\frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{Z_2(s)}{Z_1(s)}. \tag{1}$$

If in this transfer function $Z_1(s)$ and $Z_2(s)$ are replaced with circuits RC, all types of transfer function utilized in the construction of the PID electronic controllers are obtained.

In fact an electronic amplifier has a gain A and an input resistance r, finite, which cause that transfer function (1) be correct only in certain limits.

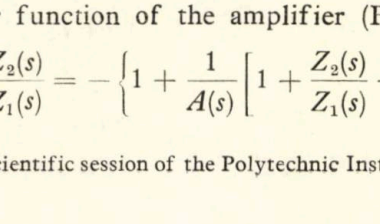


Fig. 1. — The operational amplifier bloc diagram.

The real transfer function of the amplifier (Fig. 1) is [1]:

$$\frac{U_2(s)}{U_1(s)} = -\frac{Z_2(s)}{Z_1(s)} = -\left\{1 + \frac{1}{A(s)}\left[1 + \frac{Z_2(s)}{Z_1(s)} + \frac{Z_2(s)}{r}\right]\right\}^{-1}. \tag{2}$$

*) Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute, Jassy, July 2—4, 1970.

In Table 1, time function response is exemplified at step input signal of some amplifiers considered as being characterized by relations (1) or (2).

It is found that while for proportional amplifier the real amplifier response has the same aspect as the response of the ideal one, for the integral amplifier and implicitly for the proportional—integral one, the response, instead to be linearly in time, is in the real case, an exponential.

In all three cases it is possible to consider a computing error of the real amplifier compared with the resultant values in relation (1) which usually lies at the calibration basis of the PID controller. Evidently, this error will depend on the amplifying coefficient and on the amplifier input resistance of the amplifier.

For the more complete case, of the PI controller, the total computing error results:

$$(3)\qquad \frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}} = \frac{u_{2i}(t) - u_{2r}(t)}{u_{10}} = \frac{R_2}{R_1}\left(1 + \frac{t}{T_i}\right) - \frac{A}{\alpha(1 + R_1/r)}\left[\alpha - [\alpha - 1)e^{-\frac{t}{\alpha T_i}}\right],$$

where $u_{2i}(t)$ and $u_{2r}(t)$ are the values of the amplifier output voltages for the ideal respectively real case.

Applying a step signal at the PI amplifier input, at $t = 0$, its proportional response is obtained and therefore also the proportional component error of the proportional—integral amplifier is obtained:

$$(4)\qquad \left.\frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}}\right|_P = \frac{R_2}{R_1} - \frac{A}{\alpha(1 + R_1/r)}.$$

For determining the integration error, we consider the amplifier response shifted on the axes origine. It results:

$$(5)\qquad \begin{aligned}\frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}} &= \frac{R_2}{R_1}\left(1 + \frac{t}{T_i}\right) - \frac{A}{\alpha(1 + R_1/r)}\left[\alpha - (\alpha - 1)e^{-\frac{t}{\alpha T_i}}\right] - \left.\frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}}\right|_P = \\ &= \frac{R_2}{R_1}\cdot\frac{t}{T_i} - \frac{A(1 - 1/\alpha)}{1 + R_1/r}\left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha T_i}}\right).\end{aligned}$$

For the following calculations it is more convenient that the error be expressed in percentages of output voltage $u_{2i}(t)$. We may write:

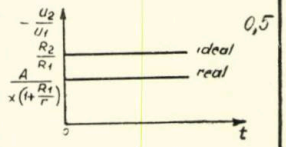
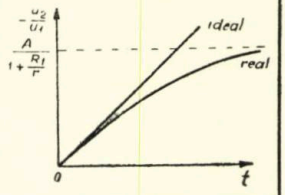
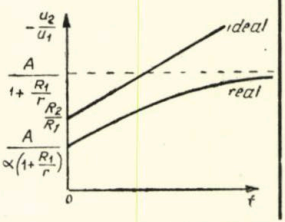
$$(6)\qquad \frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}} = \frac{u_{2i}(t) - u_{2r}(t)}{u_{10}} = \frac{\Delta u_2(t)}{u_{2i}(t)\dfrac{R_1}{R_2}\cdot\dfrac{1}{1 + t/T_i}} = \frac{\varepsilon}{100}\cdot\frac{R_2}{R_1}\left(1 + \frac{t}{T_i}\right),$$

whence results that:

$$(7)\qquad \left.\frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}}\right|_P = \frac{\varepsilon}{100}\cdot\frac{R_2}{R_1}, \qquad (8)\qquad \left.\frac{\Delta u_2(t)}{u_{10}}\right|_I = \frac{\varepsilon}{100}\cdot\frac{R_2}{R_1}\cdot\frac{t}{T_i}.$$

Table 1

The Controller Time Response et a Step Input Signal

Type	$Z_1(s)$	$Z_2(s)$	$Y(s)$ ideal	$Y(s)$ real	The time response at a step input signal		
					ideal	real	graphic
P	R_1	R_2	$-\frac{R_2}{R_1}$	$-\frac{A}{\alpha(1+R_1/r)}$ $\alpha=\frac{1+(1+A)R_1/R_2+R_1/r}{1+R_1/r}$	$-u_{10}\frac{R_2}{R_1}$	$-u_{10}\frac{A}{\alpha(1+R_1/r)}$	
I	R_1	C_2	$-\frac{1}{sT_i}$ $T_i=R_1C_2$	$-\frac{A}{1+A}\cdot\frac{1/sT_i}{1+\frac{1}{sT_i}\cdot\frac{1+R_1/r}{1+A}}$	$-u_{10}\frac{t}{T_i}$	$-u_{10}\frac{A}{1+R_1/r}\left[1-e^{-\frac{t}{T_i}\cdot\frac{1+R_1/r}{1+A}}\right]$	
PI	R_1	R_2 C_2	$-\frac{R_2}{R_1}\left(1+\frac{1}{sT_i}\right)$ $T_i=R_2C_2$	$-\frac{A}{\alpha(1+R_1/r)}\cdot\frac{1+1/sT_i}{1+1/sT_i\alpha}$	$-u_{10}\frac{R_1}{R_2}\left(1+\frac{t}{T_i}\right)$	$-u_{10}\frac{A}{\alpha(1+R_1/r}\left[\alpha-(\alpha-1)e^{-\frac{t}{\alpha Ti}}\right]$	

The relations (4) and (7) respectively (5) and (8) where is replaced

$$\alpha = \frac{1 + (1 + A)R_1/R_2 + R_1/r}{1 + R_1/r}$$

and where are noted $R_2/R_1 = V_R$[2]), become, for the case $\varepsilon < 10\%$, $\alpha > 10$,

$$A\varepsilon = 100\ V_R\left(1 + \frac{1}{V_R} + \frac{R_1}{r}\right) \tag{9}$$

for proportional amplifier, respectively:

$$\varepsilon = 100\left[1 - \frac{A/V_R}{1 + R_1/r} \cdot \frac{1}{t/T_i}\left(1 - e^{-\frac{1+R_1/r}{A/V_R} \cdot \frac{t}{T_i}}\right)\right] \tag{10 a}$$

for the integral component of the proportional—integral amplifier.

The relation (10) is valid for the integrating amplifier also, if it is noted $T_i = R_1 C_2$. In this situation is obtained:

$$\varepsilon = 100\left[1 - \frac{A}{1 + R_1/r} \cdot \frac{1}{t/T_i}\left(1 - e^{-\frac{1+R_1/r}{A} \cdot \frac{t}{T_i}}\right)\right]. \tag{10 b}$$

The relation (9) is graphically represented in Fig. 2 having the ratio r/R_1 as independent variable and the proportional amplification V_R as parameter.

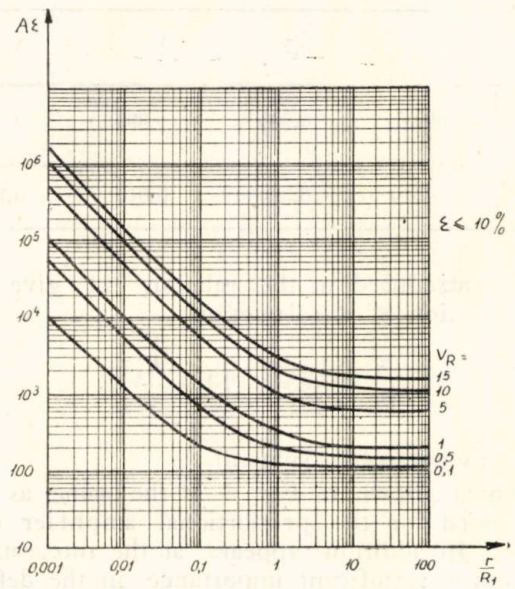


Fig. 2. — The input resistance influence upon the proportional component computing accuracy.

[2]) Usually V_R is defined by ratio $BP = 100/V_R$, where BP is the so called *proportional band.*

One can see in Fig. 2 that $A\varepsilon$ decreases quickly with the increase of the amplifier internal resistance but, from $r/R_1 \geqslant 10$, the decreasing is negligible. Also, for values $r/R_1 \cong 1$ the gain in the open loop (A) for the obtaining of the same computing error is still enough small to be practically accepted. The high value of the proportional amplifying V_R requests also a supplementary amplification A for the obtaining of the same computing error.

To obtain a graphic representation of the relation (10 b) we note:

$$\frac{1 + R_1/r}{A/V_R} \cdot \frac{t}{T_i} \cong \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{t}{T_i} = x \tag{11}$$

and thus:

$$\varepsilon = 100\left[1 - \frac{1}{x}(1 - e^{-x})\right]. \tag{12}$$

Solving the equation (12) for various values of error, are obtained (Table 2[3]):

Table 2

ε, [%]	0,1	0,5	1	5	10
$1 - \frac{\varepsilon}{100}$	0,999	0,995	0,990	0,950	0,900
x	0,0019	0,0099	0,019	0,102	0,213

The x values introduced in the relation (11) give the possibility of a graphical representation of the function:

$$\frac{A}{V_R} \cdot \frac{1}{t/T_i} = \frac{1}{x}\left(1 + \frac{R_1}{r}\right), \tag{13}$$

having the error ε as parameter (Fig. 3).

The curve form shown in Fig. 3 is the same as those in Fig. 2, thus the remarks stated for the proportional amplifier are valid also for the integrator one. In addition appears at the integrating amplifier the term t/T_i which has a significant importance in the defining of the integrating amplifier error. Then, if: a) $t = 0$, $\varepsilon = 0$, b) $t \to \infty$, $\varepsilon \to \infty$.

---

[3]) The calculations have been carried out on a digital computer Olivetti, Programma 101.

It is possible therefore, to define an integration error only for a limited duration of the integrating action.

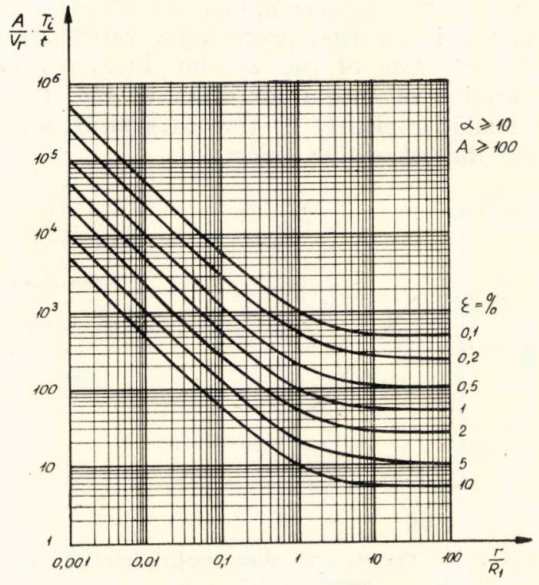


Fig. 3. — The input resistance influence upon the integral component computing accuracy.

From the expression of the ideal integrating amplifier (Table 1) results that

$$\frac{u_2(t)}{u_{10}} = \frac{t}{T_i}.$$

Since $u_2(t)$ has an upper limit value, owing to the non-l nearity of the amplifier, to working range extremities, it is possible to define as maximum possible integration range 2, the ratio between the value $u_2(t)$ at saturation and the minimum value of the input voltage U_{10} which may be pointed out as against the own noise of the amplifier. This ratio can reach very large values for the electronic amplifiers (of $10^4 \ldots 10^5$ order) that will cause for the obtaining of some satisfactory accuracy, that the gain in the open loop to reach very large values.

Thus, if $\varepsilon = 0.5\,\%$, $r/R_1 = 100$ and $T_i = R_1 C_2$ results (Fig. 3):

$$\frac{A}{t/T_i} = 50 \qquad \text{whence} \qquad A = 0.5 \times 10^6.$$

The large values of the gain A, difficult to be realized in the case of a high reliability industrial instrumentation, are not necessary in case of the controllers, since the integrating process duration is incomparable shorter than, for example, at operational amplifiers for the electronic computers. During the integrating process, the error of the control system is compensated, the entering of the system into stationary regime being realized after a duration of magnitude order of the time constants of the automatized object and implicitly of the integrating time order T_i of the controller tuned on the respective object.

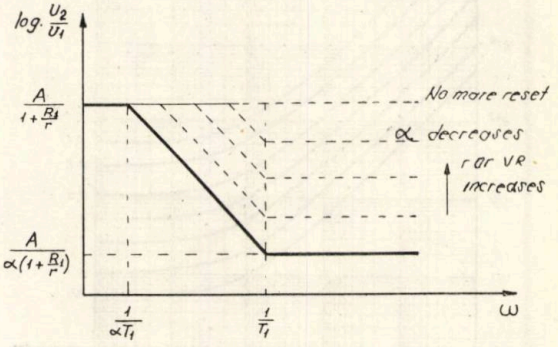


Fig. 4. — The PI controller amplification — frequency characteristic.

A detailed analysis of the interdependence between the integrating duration and the input resistance magnitude of the operational amplifier is possible to realize on the basis of the amplification — frequency characteristic of a proportional — integral amplifier (Fig. 4) [1].

The frequency range where the amplifier operates as integrator is limited between $W_2 = 1/T_i$ and $W_1 = 1/\alpha T_i$, depending on the magnitude α, which is function of r/R_1, A and V_R.

Outside this range, the amplifier operates proportionally.

One can note that as r or V_r increases, respectively α decreases, the frequency range $W_2 - W_1$ becomes more narrow. For $\alpha = 1$ the integrating action disappears. The relation (11) shows that as α decreases, the integrating process duration decreases in the limits of a given error. Consequently the minimum value of the internal resistance or maximum value of the proportional amplification V_R must be limited at a convenient value.

As regards to the proportional gain V_R from the theory of the negative feedback amplifiers are known the relations:

$$(14) \qquad V_R(s) = \frac{A(s)}{1 + \beta(s)\, A(s)}, \qquad (15) \qquad \frac{dV_R(s)}{V_R(s)} = \frac{1}{1 + \beta(s)\, A(s)} \cdot \frac{dA(s)}{A(s)},$$

whence are deduced

$$\frac{dV_R(s)/V_R(s)}{dA(s)/A(s)} = \frac{V_R(s)}{A(s)}. \tag{16}$$

It results that, to provide the operation stability of the operational amplifier utilized at controllers, it is necessary that the maximum $V_R(s)$ does not exceed approximately the 10th part of $A(s)$.

Usually, the electronic controllers are achieved for variable ratios $A(s)/V_r(s)$ between ten and a few thousands, depending on the tuning requirements on the process.

For $\alpha > 10$ we saw that it is possible to write

$$\alpha = \frac{A/V_R}{1 + R_1/r}. \tag{17}$$

In Fig. 5 is represented the dependence of α on the ratio r/R_1 having A/V_R as parameter.

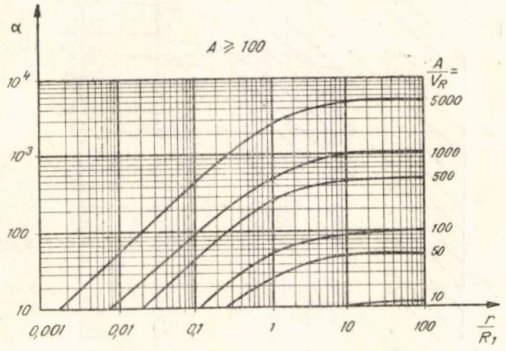


Fig. 5. — The α coefficient variation vs. the amplifier input resistance.

It is found that as V_R increases, the internal resistance value of the amplifier, for which the integrating duration has a reasonable value ($\alpha \gg 1$), must increase.

The effect of operational amplifier input resistance and proportional gain on the integrating duration at a given precision, can be pointed out starting from the relations (11) and (17):

$$\frac{t}{T_i} = \frac{A/V_R}{1 + R_1/r} x. \tag{18}$$

The magnitude x is a function of ε and can be approximated, according to Table 2, with a straight-line:

$$x = 0.02\ \varepsilon. \tag{19}$$

Thus the relation (18) becomes

$$\frac{t}{T_i} = \frac{0.02}{1 + R_1/r}\,\varepsilon\,\frac{A}{V_R}, \tag{20}$$

and can be graphically represented in Fig. 6.

It is found that, the time in which the integrating error is maintained under a certain value, increases with internal resistance increasing, and decreases with the V_R proportional amplifying coefficient increasing.

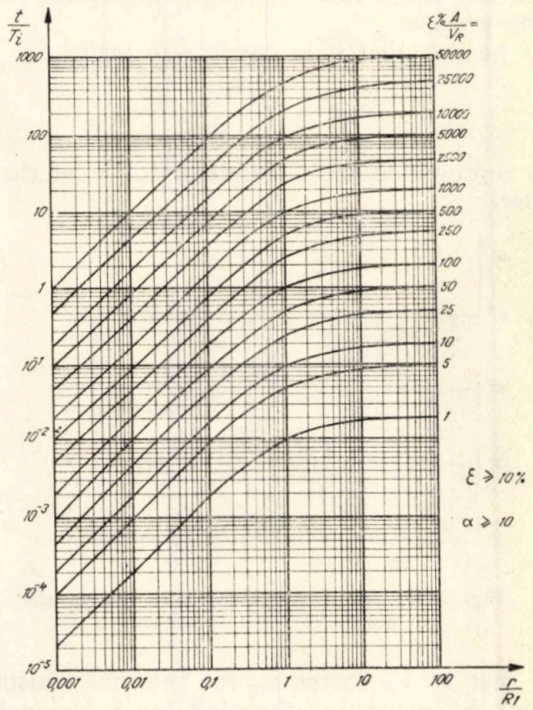


Fig. 6 — The input resistance influence on the integrating duration at a given precision.

For values $r/R_1 > 1$ at a given V_R, it is no more obtained an appreciable magnitude of the integrating duration for the same integrating error ε.

The minimum value t/T_i accepted at controllers is of $0.1 \ldots 1$ order for a integrating error of $0.5\,\%$.

Conclusions

1. To obtain a given computing error, without to use the gain A with unreasonable or even unfeasible large values, it is necessary that the input resistance of the operational amplifier to be at least of the same

magnitude order as the resistances of the external input circuit. That means that for the usual controllers case, it is sufficient a resistance r of a few hundreds MΩ.

2. For the proportional — integral controllers is recommended that the proportional gain V_R be as small as possible compared with A. A large value of V_R means either an essential increase of the gain in open loop, or a reduction in the integrating duration for a given computing error. This, more so as the amplifier input resistance is less than the resistance of the external input circuit.

This conclusion is important in practice since usually the controllers are requested to be achieved for proportional gain of 0.5 ... 50 order, while the conception of the industrial operational amplifiers (d. c. amplifiers) is difficult for large gain values. Thus, if $\varepsilon = 0.5\%$ were imposed, for $t/T_i = 0.2$ at an amplifier with $r/R_1 \geqslant 10$ (for ex. electronic tubes) from Fig. 6, it would result for $V_R = 50$ a gain $A = 1\,000$, and at an amplifier with $r/R_1 = 1$ (Fig. 3), $A = 2\,000$.

The tubes controllers realize $A = 200...300$ (2 amplifying stages) and in the transistor ones, with varicap diodes signal modulation $A = 500...1\,000$. To keep up the diagrams simplicity, sometimes it is used the separation of the proportional gain on two distinct amplifiers. This artifice is done especially where the controller works with alternating and continuous voltages. For example the controllers with unified input signal alternating voltage, or the transistor controllers with modulation of the d. c. input signal.

In these cases a preamplification is realized in the alternating voltage and then operational amplification, respectively a preamplification in continuous voltage followed by an alternating voltage amplifier with modulation — demodulation.

Thus, in Figs. 7 and 8 are shown the simplified basic diagrams of two controllers belonging to two very distinct constructive categories. In Fig. 7 is shown the diagram of the electronic tubes controller Autronic manufactured at Swatwout Company [1], and in Fig. 8 the diagram of the transistor controller realized in Romania at the Institute for Research and Design for Automation in 1969 [3]. The last is fitted with input modulator of varicap bridge type, presenting an input resistance of approx. 400 MΩ at an operational circuit with the resistance R_1 of the same magnitude order.

At the controller represented in Fig. 7 the preamplifier including the detector stage sensible to phase provides a gain of 2.5, that makes for the proportional band of 2.6, maximum V_R has a value of approx. 15. The PI amplifier having a gain A in the open loop of approx. 200 and an input resistance r very large ($r/R_1 > 100$), from Figs. 6 or 3 results that the amplifier will integrate in the limits of an error of 0.5% for $t/T_i \approx 15$. The same controller, for the proportional band of 200%, will necessitate $V_R = 0.2$, that in the same conditions of precision will lead to an integrating duration $t/T_i \approx 10$.

For the admitted errors of 5%, the integrating duration becomes $t/T_i = 100$ for $BP = 200\%$.

At the controller from Fig. 8, the preamplifier provides a gain of 10. For a proportional band of 2...200%, V_R must have a value of 5...0.5. The operational amplifier has, in case of this controller, a gain in the open loop of $A = 550$ and an input resistance

which meets the ratio $r/R_1 = 1$. From Fig. 3 is deduced in this case, for an error $\varepsilon = 0.5\%$, $t/T_i = 0.5$, respectively $t/T_i = 55$. For the admitted errors of 5%, the integrating duration becomes $t/T_i = 5$ for $BP = 2\%$, respectively $t/T_i = 550$ for $BP = 200\%$.

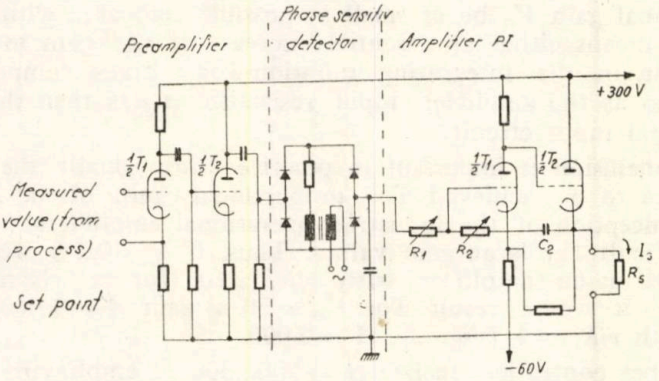


Fig. 7. — The simplified principal diagram of a PI electronic tube-controller with a cascade-connection of the amplifiers.

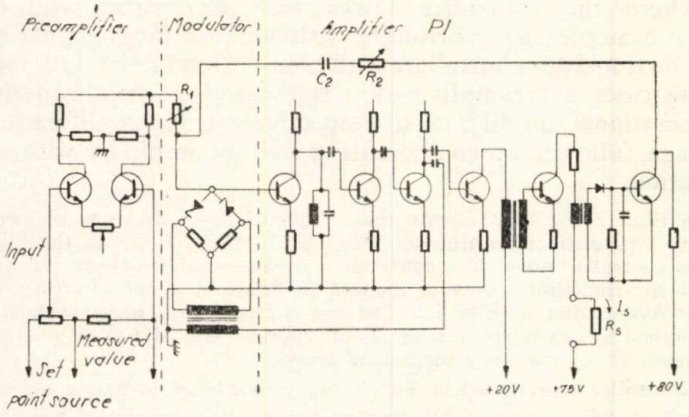


Fig. 8. — The simplified principal diagram of a PI transistor-controller with a cascade-connection of the amplifiers.

The above calculations have pointed out both the effect of the amplifier input resistance and preamplifier gain magnitude on the computing accuracy of the proportional — integral amplifier of an industrial controller.

Received October 28, 1970

Institute for Research and Design for Automation, Bucharest, and Polytechnic Institute, Jassy, Department of Physics and Electronics

REFERENCES

1. Papadache I., Herşcovici H. et al., *Regulatoare electrice.* Ed. Tehn., Buc , 1966.
2. Kogan B. Ia., *Dispozitive de modelare electrică.* Ed. II, Ed. Tehn., Buc., 1964 (translated from Russian).
3. Teodor Șt., Herşcovici H., Roisman W., *Regulator tranzistorizat PID pentru procese industriale lente.* Presented at the II-nd National Conference of Electricians, Bucharest, September 18—21, 1970.

INFLUENȚA REZISTENȚEI DE INTRARE A AMPLIFICATOARELOR OPERAȚIONALE ALE REGULATOARELOR, ASUPRA PRECIZIEI DE CALCUL

(Rezumat)

Este analizată influența pe care o exercită valoarea rezistenței de intrare a amplificatorului asupra preciziei de calcul a regulatoarelor P. I.

Se arată că pentru o precizie satisfăcătoare şi o simplitate convenabilă a schemei, este suficient ca rezistența de intrare a amplificatorului să fie de acelaşi ordin de mărime cu rezistența circuitului de reacție operațională.

Se arată de asemenea că în ceea ce priveşte eroarea de integrare este avantajoasă separarea amplificatorului în două trepte: o preamplificare şi apoi amplificarea operațională.

În încheiere se exemplifică rezultatele teoretice obținute pe două realizări concrete, cunoscute, de regulatoare industriale.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. D. 621.3.01635

SYNTHÈSE DE CERTAINES CLASSES DE SYSTÈMES NON LINÉAIRES

PAR

TRAIAN GIOSAN

1. Il existe des clases de systèmes non linéaires pour lesquels on peut élaborer une procédure de synthèse, afin de réaliser une structure qui satisfasse aux conditions de stabilité asymptotique, si l'on a des perturbations relativement petites. La manière systématique et assez large de la procédure proposée offre la possibilité de discuter largement les variantes possibles. La méthode repose en principe sur la fonction et les théorèmes de stabilité de Lyapounoff.

2. Soit la matrice à termes constants et réels, appartenant à la classe de systèmes C. 1:

$$[A] = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{bmatrix}. \tag{1}$$

Associons à cette matrice, par exemple, le système d'équations différentielles non linéaires suivant

$$\begin{cases} \dfrac{dx_1}{dt} = a_{11} x_1^2 + a_{12} x_2^3 + \dots + a_{1n} x_n, \\ \dfrac{dx_2}{dt} = a_{21} x_1^3 + a_{22} x_2 + \dots + a_{2n} x_n^4, \\ \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\ \dfrac{dx_n}{dt} = a_{n1} x_1^4 + a_{n2} x_2^2 + \dots + a_{nn} x_n^3, \end{cases} \tag{2}$$

où les puissances des termes du membre droit sont des nombres naturels. Pour $k = 1$ le système (2) se réduit à un système linéaire. Notons le vecteur colonne des dérivées du première membre par X et le vecteur ligne $(x_1, x_2, \ldots x_n)$ par x'. Pour l'étude de la stabilité du système (2) on emploie la fonction de Lyapounoff de la forme

$$V = \frac{1}{2}(x_1^2 + x_2^2 + \ldots + x_n^2), \tag{3}$$

positivement définie aussi par les théoremes de Lyapounoff concernant la stabilité asymptotique. La dérivée par rapport du temps de la fonction est:

$$\dot{V} = x_1 \dot{x}_1 + x_2 \dot{x}_2 + \ldots + x_n \dot{x}_m . \tag{4}$$

Par conséquent

$$\dot{V} = x' X . \tag{5}$$

On forme le système d'équations

$$\begin{cases} x_1 \dfrac{dx_1}{dt} = a_{11} x_1^3 + a_{12} x_1 x_2^3 + \ldots + a_{1n} x_1 x_n , \\ x_2 \dfrac{dx_2}{dt} = a_{21} x_1^3 x_2 + a_{22} x_2^2 + \ldots + a_{2n} x_2 x_n^4 , \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ x_n \dfrac{dx_n}{dt} = a_{n1} x_n x_1^4 + a_{n2} x_n x_2^2 + \ldots + a_{nn} x_n^4 . \end{cases} \tag{6}$$

On forme avec les termes du membre droit la matrice

$$[W] = \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \ldots & w_{1n} \\ w_{21} & w_{22} & \ldots & w_{2n} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ w_{n1} & w_{n2} & \ldots & w_{nn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} x_1^3 & a_{12} x_1 x_3^3 & \ldots & a_{1m} x_1 x_n \\ a_{21} x_1^3 x_2 & a_{22} x_2^2 & \ldots & a_{2n} x_n^4 \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{n1} x_n x_1^4 & a_{n2} x_n x_2^2 & \ldots & a_{nn} x_n^4 \end{bmatrix} . \tag{7}$$

Les termes de cette matrice doivent être additionnés pour former la fonction

$$\dot{V} = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} w_{ij} . \tag{8}$$

Pour que le systéme (2) soit asymptotique stable, il faut que

$$\dot{V} < 0. \tag{9}$$

C'est de cette condition que résultent les conditions suffisantes pour que le système (2) soit asymptotique stable. On constate qu'une partie des

conditions sont similaires à celles des systèmes linéaires; d'autres conditions sont spécifiques aux systèmes non linéaires de cette classe. La première condition suffisante pour que le système (2) soit asymptotique stable est remplie si les termes diagonaux de la matrice $[A]$ sont négatifs et les termes non diagonaux sont antisymétriques:

$$a_{ii} < 0, \; a_{ij} = -a_{ji}.$$

De même, les exposants des variables des termes de la diagonale principale du système (2) doivent être réels, entiers et impairs; ceux du tableau (7) seront par conséquent de nombres pairs. Ces deux conditions sont les mêmes que pour les systèmes linéaires asymptotiquement stables. On appellera les premières conditions de coefficients; la troisième sera appelée condition d'exposant principal (puisqu'elle se raporte à la diagonale principale). Dans le tableau (7) on observe que les termes non diagonaux contiennent les couples le variables $x_p^n x_q^s$, $(p, q = 1, 2, ..., m; \; r, s = 1, 2, ..., n)$ où m et n sont des nombres naturels. Il résulte de l'inspection du tableau (7) que si $w_{ij} = -w_{ji}$, $w_{ii} < 0$ le système est asymptotique stable.

Ces conditions constituent une généralisation de la condition d'antisymétrie pour les systèmes linéaires ($a_{ii} < 0$, $a_{ij} = -a_{ji}$). La condition d'antisymétrie s'applique aux systèmes non linéaires de cette classe.

Une partie de $[w]$, respectivement x_j^k, sont connus d'habitude et il faut faire encore des precisions quant au reste des termes du tableau pour qu'on obtienne finalement un système (2) asymptotique stable.

Pour être de plus en plus restrictifs on développe la condition (9) et on lui donne la forme

$$(9') \qquad \left[w_{ii} + \sum_{\substack{j=1 \\ i=j}}^{n} w_{ij} \right] < 0,$$

et la forme plus restrictive encore

$$(9') \qquad \left[w_{ii} + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{n} |w_{ij}| \right] < 0.$$

Il est préferable de chercher les conditions suffisantes de stabilité asymptotique au lieu de déterminer les conditions nécessaires de stabilité asymptotique. Les conditions sont d'habitude asez sévères et incluent généralement les conditions nécessaires.

Évidemment que les conditions

$$(9'') \qquad \operatorname*{Max}_i \left[w_{ii} + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{n} |w_{ij}| \right] < 0, \quad \operatorname*{Max}_j \left[w_{jj} + \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{n} |w_{ij}| \right] < 0,$$

sont une extension de la condition (9″).

3. Une classe de systèmes non linéaires provient des polynômes de puissances paires ou impaires. C'est ainsi, par exemple, qu'on forme avec des polynômes impairs du cinquième degré le système d'équations

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} x_1 + \alpha_{13} x_1^3 + \alpha_{15} x_1^5 + \beta_{11} x_2 + \beta_{13} x_2^3 + \beta_{15} x_2^5 \\ \alpha_{21} x_1 + \alpha_{23} x_1^3 + \alpha_{25} x_1^5 + \beta_{21} x_2 + \beta_{23} x_2^3 + \beta_{25} x_2^5 \end{bmatrix}. \tag{10}$$

En procédant de la même manière que dans le cas précédent on extrait la matrice

$$[W] = \begin{bmatrix} \alpha_{11} x_1^2 + \alpha_{13} x_1^4 + \alpha_{15} x_1^6 & x_1 (\beta_{11} x_2 + \beta_{13} x_2^3 + \beta_{15} x_2^5) \\ x_2(\alpha_{21} x_1 + \alpha_{13} x_1^3 + \alpha_{15} x_1^5) & \beta_{21} x_2^2 + \beta_{22} x_2^4 + \beta_{23} x_6^2 \end{bmatrix}. \tag{11}$$

On y observe que si $\alpha_{11}, \alpha_{13}, \alpha_{15}, \beta_{21}, \beta_{23}, \beta_{25}$ sont négatifs, la diagonale est négative pour R. Il faut encore établir des conditions pour les éléments se trouvant en dehors de la diagonale principale, pour que le système (10) soit finalement asymptotique stable.

Une condition suffisante de stabilité asymptotique peut être considérée valable aussi pour les systèmes linéaires, à savoir

$$\operatorname{Max}_i \left[w_{ii} + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^{n} | w_{ij} | \right] < 0. \tag{12}$$

Cette condition est plus restrictive que la condition (9) ou

$$\operatorname{Max} \left[w_{jj} + \sum_{\substack{i=1 \\ j \neq 1}}^{n} | w_{ij} | \right] < 0. \tag{12'}$$

Si $\alpha_{13} = \alpha_{15} = \beta_{13} = \beta_{15} = \alpha_{23} = \beta_{23} = \alpha_{25} = \beta_{25} = 0$, $\alpha_{11} \neq 0$, $\beta_{11} \neq 0$, $\alpha_{21} \neq 0$, $\beta_{21} \neq 0$, le système (10) se réduit à un système linéaire, pour le quel on connaît les conditions de stabilité asymptotique.

Quelques applications montreront la manière d'utilisation de cette méthode.

Soit le système non linéaire

$$\frac{dx_1}{dt} = - x_1^3 - x_2, \quad \frac{dx_2}{dt} = x_1 - x_2^3, \tag{13}$$

avec la matrice des coefficients

$$[A] = \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}.$$

On observe qu'elle est antisymétrique, avec la diagonale principale ayant les termes négatifs et $\det [A] \neq 0$. On a

$$[w] = \begin{bmatrix} -x_1^4 & -x_1 x_2 \\ x_1 x_2 & x_2^4 \end{bmatrix}$$

et

$$\dot{V} = -(x_1^4 + x_2^4).$$

Il s'ensuit que le système (13) est asymptotique stable.

Soit le système

$$\frac{dx_1}{dt} = -a_{11} x_2 - a_{12} x_1^{2p+1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = a_{21} x_1 - a_{22} x^{2q+1},$$

où les coefficients sont positifs, avec p et q des nombres naturels.

Pour obtenir la matrice $[W]$, on multiplie la première equation par $a_{21} x_1$ et la deuxième équation par $a_{11} x_2$; il en résulte que l'on a considéré comme fonction de Lyapounoff $V = \frac{1}{2}(a_{21} x_1^2 + a_{11} x_2^2)$ qui est, évidement, positivement definie. On a

$$[W] = \begin{bmatrix} -a_{21} a_{11} x_1 x_2 & -a_{21} a_{12} x_1^{2p+2} \\ a_{12} a_{21} x_2 x_1 & -a_{11} a_{22} x^{2q+2} \end{bmatrix}$$

avec la some

$$\dot{V} = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} w_{ij} = -(a_{12} a_{21} x_1^{2m+2} + a_{11} a_{22} x_2^{2m+2}) \leqslant 0.$$

Par conséquent le point singulier $x_1 = x_2 = 0$ est asymptotique stable.

4. Une autre classe de systèmes non linéaires est constituée par ceux ayant des coefficients fonction de fonction et de ses dérivées et les inconnues à la puissance $k = 1$. Pour ces systèmes on peut aussi utiliser le procédé qu'on a utilisé ci-dessus.

Considérons, par exemple, le système d'équations:

$$(14) \quad \begin{cases} \dfrac{dx_1}{dt} = a_{11}(x_1, \dot{x}_2) x_1 + a_{12}(\dot{x}_1, \dot{x}_2) x_2 + \ldots + a_{1n}(\dot{x}_2, x_5) x_m, \\ \dfrac{dx_2}{dt} = a_{21}(\dot{x}_2, x_4, \ddot{x}_7) x_1 + a_{22}(x_4, \dot{x}_6) x_2 + \ldots + a_{2n}(\dot{x}_2, x_4) x_n, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \dfrac{dx_n}{dt} = a_{n1}(\dot{x}_1, x_3, x_6) x_1 + a_{n2}(x_2, x_8, \dot{x}_8) x_2 + \ldots + a_{nn}(x_2, \dot{x}_4, \ddot{x}_5) x_n. \end{cases}$$

On choisit une fonction de Lyapounoff de la forme

$$(15) \quad V = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} x_i^2,$$

avec

$$\dot{V} = \sum_{i=1}^{n} x_i \dot{x}_i . \tag{16}$$

On multiplie chaque équation du système (14) par x_i d'une telle manière qu'il résulte le système

$$\begin{cases} x_1 \dfrac{dx_1}{dt} = a_{11}(x_1, \dot{x}_2)x_1 + a_{12}(\dot{x}_1, \dot{x}_2)x_1x_2 + \ldots + a_{1n}(\dot{x}_2, x_5)x_1x_n, \\ x_2 \dfrac{dx_2}{dt} = a_{21}(\dot{x}_3, x_4, \ddot{x}_7)x_1x_2 + a_{32}(x_4, \dot{x}_6)x_2^2 + \ldots + a_{2n}(\dot{x}_2, x_4)x_2x_n, \\ x_n \dfrac{dx_n}{dt} = a_{n1}(\dot{x}_1, x_3, x_6)x_1x_n + a_{n2}(x_2, x_8, \dot{x}_8)x_2x_n + \ldots + a_{nn}(x_2, \dot{x}_4, \ddot{x}_5)x_n^2. \end{cases} \tag{17}$$

Avec les termes du membre droit on forme la matrice

$$[U] = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} \ldots u_{1n} \\ u_{21} & u_{22} \ldots u_{2n} \\ \cdots & \cdots \\ u_{n1} & u_{n2} \ldots u_{nn} \end{bmatrix}.$$

La somme de tous les termes de cette matrice est justement la dérivée par raport au temps de la fonction de Lyapounoff :

$$\dot{V} = \sum_{i,j=1}^{n} u_{ij}.$$

Séparons les termes de la diagonale principale du reste des termes de la somme précédente :

$$\dot{V} = \sum_{i=1}^{n} u_{ii} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^{n} u_{ij}.$$

Conformément aux théorèmes de stabilité de Lyapounoff il faut que $\dot{V} \leqslant 0$. Cela suppose que

$$\left[\sum_{i=1}^{n} u_{ii} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^{n} u_{ij} \right] \leqslant 0. \tag{18}$$

En insistant dans le sens des restrictions il suffit que les sommes partielles remplissent la condition :

$$\left[u_{ii} + \sum_{j=1}^{n} u_{ij} \right] \leqslant 0, \qquad (i = 1, 2, .., n), \tag{19}$$

ou

$$(19') \qquad \left[u_{ii} + \sum_{i=1}^{n} u_{ij}\right] \leqslant 0, \qquad (j = 1, 2, \ldots, n).$$

Une condition plus sévère suppose que

$$(20) \qquad \left[u_{ii} + \sum_{j=1}^{n} |u_{ij}|\right] \leqslant 0, \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

respectivement

$$(20') \qquad \left[u_{ii} + \sum_{i=1}^{n} |u_{ij}|\right] \leqslant 0, \qquad (j = 1, 2, \ldots, n).$$

Il résulte alors que

$$(21) \qquad \left[\sum_{i=1}^{n} u_{ii} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^{n} |u_{ij}|\right] \leqslant 0, \qquad (j = 1, 2, \ldots, n).$$

En ce qui concerne les termes diagonaux, on observe que le signe est déterminé par le coefficient $a(x_1, \dot{x}_2, \ldots)$. Conformément à la condition (21) il résulte que la trace de la matrice $[A]$ doit être négative:

$$(22) \qquad a_{ij}(x_p, \dot{x}_q) = -a_{ji}(x_p, \dot{x}_q).$$

Pour cette classe aussi, évidemment, l'antisymetrie est une condition de stabilité asymptotique; il faut donc que a_{ij} et a_{ji} dépendent des mêmes variables, qu'ils soient égaux en valeur absolue et de signe contraire.

Si l'on fait une transformation linéaire $[y] = [P][x]$, $y_i = \sum_{j=1}^{n} p_{ij} x_j$, $(i = 1, 2, \ldots, n)$, où P est une matrice non singulaire à coefficients réels et constants, le système (14) devient, par substitution

$$(23) \qquad [\dot{y}] = [B][y], \qquad \dot{y}_i = \sum_{j=1}^{n} b_{ij} y_j, \quad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

où $[B] = [P][A][P]^{-1}$.

En procédant de la même manière on obtient une matrice

$$[Q] = \begin{bmatrix} q_{11} & q_{12} & \cdots & q_{1n} \\ q_{21} & q_{22} & \cdots & q_{2n} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ q_{n1} & q_{n2} & \cdots & q_{nn} \end{bmatrix}$$

similaire à la matrice $[U]$. Ici encore la somme $V = \sum_{i,j=1}^{n} q_{ij}$ doit être moindre où égale à zéro; il en résulte des conditions de stabilité conformément aux théorèmes de Lyapounoff. Il s'ensuit que les sommes partielles aussi doivent

satisfaire les mêmes conditions (18)...(21). Lorsque la matrice $[P]$ est identique à la matrice unité, la matrice $[Q]$ est identique à la matrice $[U]$. Si l'on cherche une matrice $[P]$ qui se diagonalise sur $[A]$ il parait que la discussion ne se simplifie pas généralement. Il s'ensuit qu'une inspection directe de la matrice $[A]$ est plus concluante si la fonction de Lyapounoff proposée est une forme quadratique.

Cette classe de systèmes non linéaires a été étudiée en 1966 par T. Lathe et F. Laurent [6]; en procédant d'une manière différente nous sommes arrivés à des résultats similaires. Les auteurs cités proposent une fonction de Lyapounoff du type:

$$\dot{V} = \operatorname{Max} |y_i| = y_{iM} \operatorname{sign} y_{iM} \tag{24}$$

et

$$\dot{V} = \sum_{j=1}^{n} b_{iM_j} y_j \operatorname{sign} y_{iM}, \tag{25}$$

d'ou il résulte des conditions suffisantes de stabilité asymptotique:

$$\operatorname{Max}\left[b_{ii} + \sum_{j=1}^{n} |b_{ij}|\right] < 0. \tag{26}$$

Il est évident que la fonction de Lyapounoff du type (24) est plus restrictive que celle du type (15). Les expressions des sommes partielles ont approximativement la même forme, mais un contenu différent par rapport à la somme (6). Il faut évaluer si les avantages résultant par le choix d'une fonction du type (24) justifient les difficultés introduites par la transformation $[P][A][P]^{-1}$. Dans le cas de synthèse ce sont les conditions nécessaires qui intéressent tout d'abord. Aussi il est indiqué une intervention dans ce sens sur la matrice $[A]$ respectivement.

5. La clase de systèmes où la matrice est fonction des variables et de ses dérivées, la somme des termes étant multipliée par la variable correspondante à une puisance $k = 1$, est certainement une classe de systèmes qui présente assez de dificultés et vaut être prise en considération.

Étudions à titre d'exemple le système suivant d'équations différentielles non linéaires homogènes

$$\begin{cases} \dfrac{dx_1}{dt} = a_{11}(x_1, \dot{x}_2)x_1^2 + a_{12}(\ddot{x}_2, x_3)x_2^3 + \ldots + a_{1n}(x_2, x_4, \dot{x}_6)x_n^2, \\ \dfrac{dx_2}{dt} = a_{21}(x_2, \dot{x}_5, x_6)x_1^3 + a_{22}(x_3, \dot{x}_4)x_2 + \ldots + a_{2n}(x_3, x_4, x_5)x_n, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \dfrac{dx_n}{dt} = a_{n1}(x_1, x_3)x_1 + a_{n2}(x_3, \dot{x}_4)x_2^3 + \ldots + a_{nn}(x_1, \ddot{x}_2, \ddot{x}_8)x_n^3, \end{cases} \tag{27}$$

où les puisances k de x sont des nombres naturels.

Conformément à ce qu'on a établi pour les autres clases de systemes non linéaires, si l'on adopte la même fonction (15) et (16) il résulte évidemment la matrice

$$[R] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \dots r_{1n} \\ r_{21} & r_{22} \dots r_{2n} \\ \cdot & \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \\ r_{n_2} & r_{12} \dots r_{nn} \end{bmatrix} \tag{28}$$

Cette matrice doit être analysée, pour ces conditions de stabilité, du point de vue des coefficients, de même que du point de vue de la puissance k des variables inconnues x_j; le rôle des derivées qui participent à la structure des termes r_{ij} s'impose á être analysé aussi. Il est évident que cette classe de systèmes cumule les conditions suffisantes de stabilité asymptotique des classes précédentes.

Conclusions

Il résulte d'une manière évidente, à la suite de l'étude systématique de la structure de cette classe de systèmes, qu'on peut en faire la synthèse à partir des conditions de stabilité asymptotique.

Cette étude suggère l'idée d'imposer d'une façon supplémentaire des conditions de stabilité absolue, graduées selon les coefficients ou selon les variables. On remarque que l'étude de synthèse effectuée pour un classe de systèmes linéaires et non linéaires peut servir partiellement à la synthèse d'une autre classe de systèmes étudiés.

La qualité de cumuler des conditions de stabilité lorsqu'on passe d'une classe d'un ordre moins élevé à une autre d'un ordre plus élevé, prouve, premièrement, qu'elles sont distinctes et, secondement, qu'elles sont graduées en complexité.

Reçue le 15 décembre 1969

Institut Polytechnique, Jassy
Chaire d'Énergétique

BIBLIOGRAPHIE

1. Барбашин Е. А., *Введение в теорию устойчивости*. Изд. Наука, М., 1967.
2. Giosan Tr., Teză de doctorat, Inst. polit. Iași, 1969.
3. Giosan Tr., Voicu M., Bîrlădeanu E., *Sinteza sistemelor liniare controlabile și asimptotic stabile*. Communication à la session scientifique, Institut Polytehnique, Jassy, 2—4 juillet 1970.
4. Halanay I., *Teoria calitativă a ecuațiilor diferențiale*. Ed. Acad. R.S.R., Buc., 1966.
5. Haimovici A., *Ecuații diferențiale și ecuații integrale*. EDP, Buc., 1965.
6. Lhate F., Laurent F., *Sur une condition suffisante de stabilité asymptotique pou un système continu non linéaire*. C.r., Ac. Sci., Paris, serié A et **B, 262** (1966).
7. Малкин И.Г., *Теория устойчивости движения*. Изд. Наука, М., 1966.

SINTEZA UNOR CLASE DE SISTEME NELINIARE

(Rezumat)

Prin sinteza întocmită se urmăreşte realizarea unor sisteme dinamice care evoluează condiţionat. Există clase de sisteme neliniare pentru care se poate elabora o procedură de sinteză, cu scopul de a realiza o structură care să satisfacă condiţii de stabilitate asimptotică, în cazul perturbaţiilor relativ mici. Modul sistematic şi destul de general al procedurii propuse oferă posibilitatea discutării pe larg a variaţiilor posibile.

În principiu, metoda se bazează pe funcţia şi teoremele de stabilitate a lui Leapunov. Acest studiu sugerează ideea de a impune suplimentar condiţii de stabilitate absolută, gradate după coeficienţi sau după variabile.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.Z. 611.385

DISPOZITIV ELECTRONIC DE NUMĂRARE A PEŞTILOR *)

DE

N. REUS, VIANOR BOICIU şi C. ONU

1. Introducere

Numărătoarele electronice de peşti sînt utilizate pentru numărarea peştilor din crescătoriile sistematice sau sînt instalate la barajele hidroelectrice în scopul de a studia migraţia peştilor în amonte sau în aval de baraj.

Din bibliografia consultată rezultă că pînă în prezent au fost realizate două tipuri de astfel de numărătoare. Primul a fost construit de N. G. Lethlean în 1953 [1] şi a fost folosit pentru studiul migraţiei peştilor la barajele hidroelectrice din Irlanda de Nord. El permitea numărarea separată a peştilor care se deplasează în amonte sau în aval de baraj. Referitor la acest tip de numărător, nu rezultă, din bibliografia existentă, nici o informaţie, el fiind considerat ca patent brevetat. Al doilea numărător a fost folosit tot în Irlanda de Nord, la barajele hidroelectrice, pentru numărarea somonilor, fiind utilizat la studiul migraţiei acestora şi permiţînd numai numărarea peştilor care se deplasează într-un singur sens. Despre acest tip de numărător se dispune de informaţii mai complete, furnizate în lucrarea [2].

Ambele tipuri de numărătoare folosesc drept traductor o punte rezistivă alimentată cu tensiune alternativă avînd frecvenţa de 1 kHz. Semnalul de la ieşirea punţii este amplificat, redresat şi în final acţionează releele electromagnetice numărătoare. Numărătoarele nu pot sesiza decît peştii care se încadrează între anumite limite de mărime.

2. Principiul schemei electronice

Numărătorul electronic, conceput şi realizat de autorii acestei lucrări, foloseşte drept traductor o punte cu rezistoare şi condensatoare alimentată de la un generator *RC*, cu o tensiune sinusoidală de 3 V şi 3,5 kHz.

Alegerea tensiunii alternative de alimentare a punţii a fost făcută avîndu-se în vedere efectul fiziologic exercitat asupra peştilor, mai mic decît în cazul altor forme ale tensiunii. Frecvenţa aleasă şi capacitatea de echilibrare a punţii (C_7) au rezultat din curbele ridicate experimental, reprezentate în fig. 1.

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970.

Aceste curbe reprezintă dependența de frecvență a variației tensiunii de dezechilibru a punții atunci cînd traductorul este străbătut de un corp etalon și capacitatea necesară pentru echilibrarea punții la diferite frecvențe. Avîndu-se în vedere aceste curbe a fost aleasă frecvența de 3,5 kHz, care corespunde unei sensibilități ΔU, situată în domeniul de maxim și unei capacități C.

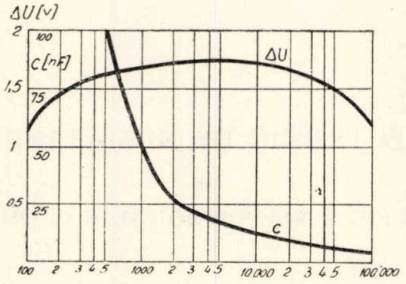


Fig. 1

Traductorul utilizat este constituit din trei inele de oțel inoxidabil ale căror dimensiuni și poziție sînt arătate în fig. 2.

Alimentarea generatorului RC și în general a numărătorului este asigurată de la un stabilizator de tensiune electronic cu diode Zener, care furnizează o tensiune de 17 V la un curent maxim de 0,2 A.

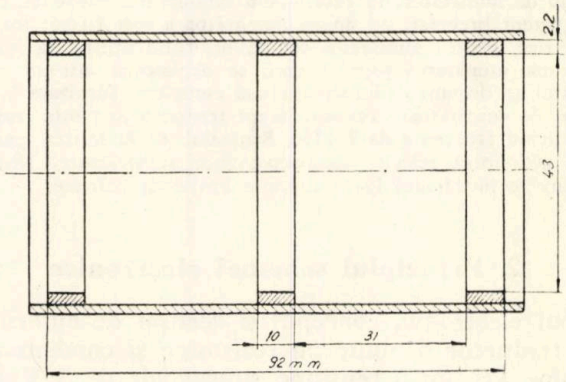


Fig. 2

Tensiunea de dezechilibru a punții nu se aplică direct în circuitul de intrare al amplificatorului de tensiune alternativă, realizat cu tranzistoarele T_3 și T_4 (fig. 3), ci prin intermediul transformatorului ridicător de tensiune Tr_1. Acest transformator asigură separarea plusului tensiunii

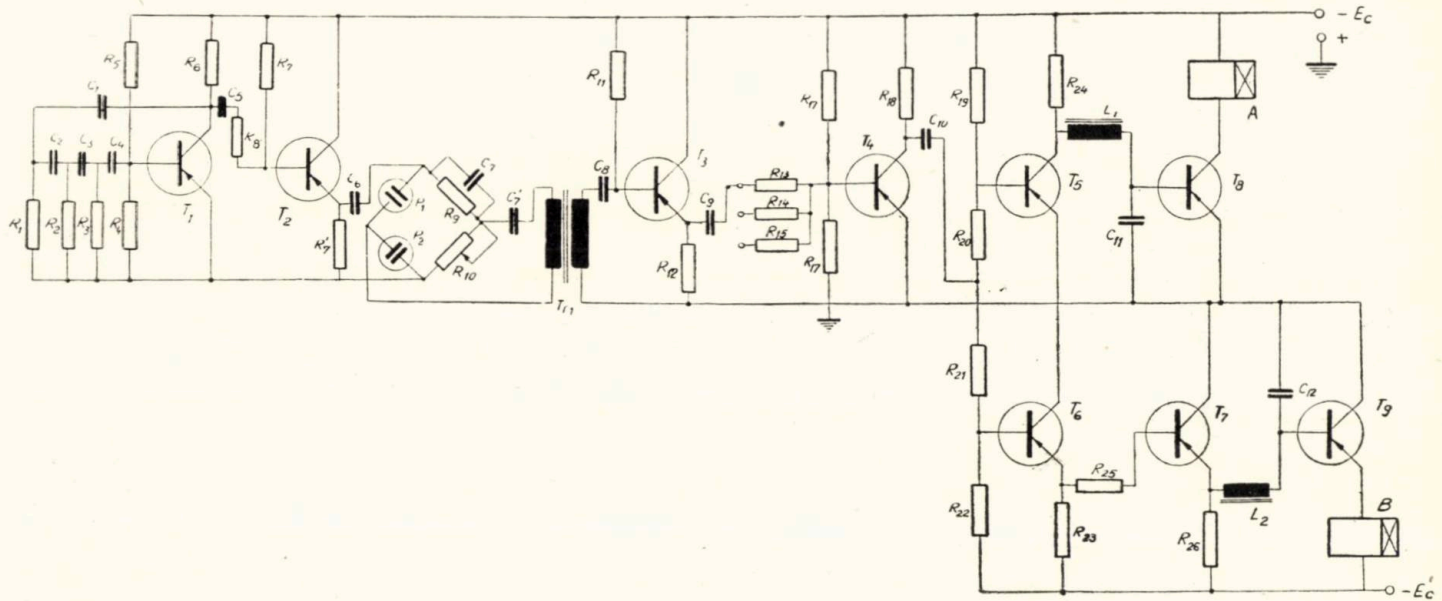

- Ec
+
A
B
- Ec'
L1
L2
T1
T2
T3
T4
T5
T6
T7
T8
T9
T11
R1
R2
R3
R4
R5
R6
R7
R8
R9
R10
R11
R12
R13
R14
R15
R16
R17
R18
R19
R20
R21
R22
R23
R24
R25
R26
C1
C2
C3
C4
C5
C6
C7
C7'
C8
C9
C10
C11
C12
K1
K2

Fig. 3

de alimentare de la generatorul *RC* de plusul tensiunii de alimentare a amplificatorului, evitîndu-se astfel scurtcircuitarea punții.

De la etajul repetor pe emitor, realizat cu tranzistorul T_3, semnalul se poate aplica etajului amplificator, realizat cu tranzistorul T_4 prin rezistorul R_{13} sau R_{14} sau R_{15}, obținîndu-se în acest mod trei trepte de sensibilitate a numărătorului.

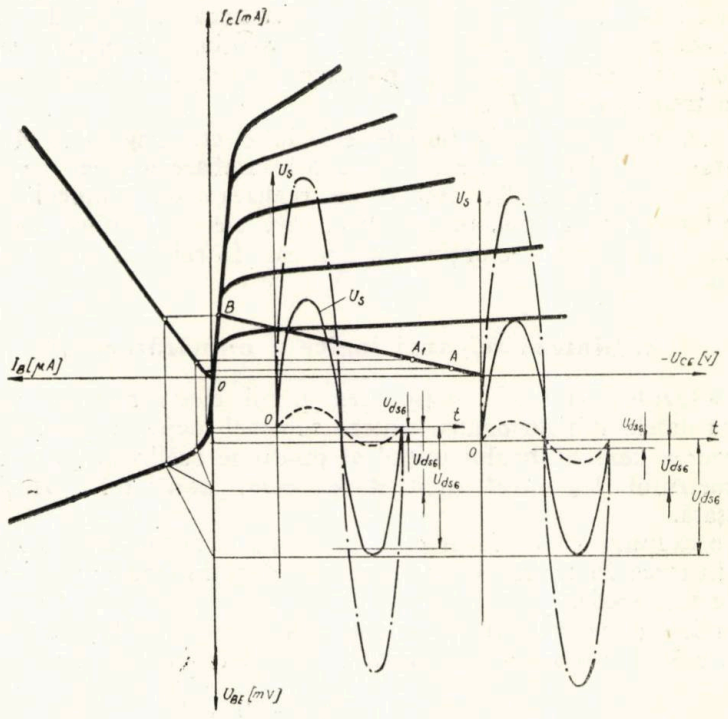


Fig. 4

Semnalul cules de pe colectorul tranzistorului T_4 este aplicat prin intermediul rezistorului R_{20} pe baza tranzistorului T_5 și prin intermediul rezistorului R_{21} pe baza tranzistorului T_6.

Cu ajutorul tranzistoarelor T_5 și T_6 semnalul de dezechilibru al punții traductorului este discriminat după nivel.

Inițial puntea este dezechilibrată, astfel încît valoarea medie a semnalului de dezechilibru U_{ds5} (fig. 4) să asigure starea de conducție a tranzistorului T_5, adică punctul de funcționare B, și valoarea U_{ds6} să asigure starea de blocare a tranzistorului T_6, adică punctul de funcționare A.

Prin trecerea unui pește prin unul din brațele traductorului, tensiunea de dezechilibru U_s poate fie să crească (puntea se dezechilibrează mai mult) fie că scadă (puntea tinde către regimul de echilibru).

În primul caz creșterea tensiunii de dezechilibru determină creșterea valorilor medii U_{ds5} și U_{ds6}. Creșterea lui U_{ds5} nu mai influențează starea saturată a tranzistorului T_5, în timp ce creșterea lui U_{ds6} determină trecerea în stare de conducție a tranzistorului T_6, deplasînd punctul de funcționare din A în B (fig. 4).

În al doilea caz scăderea tensiunii de dezechilibru determină scăderea valorilor medii ale tensiunilor U_{ds5} și U_{ds6}. Scăderea lui U_{ds5} determină blocarea tranzistorului T_5, adică deplasarea punctului de funcționare din B în A, în timp ce scăderea lui U_{ds6} nu exercită nici o influență asupra stării blocate a tranzistorului T_6.

Pentru ca în situația inițială releele electromagnetice A și B să se afle în stare neacționată, este necesară o schimbare a fazei semnalului de la ieșirea tranzistorului T_6, ceea ce se realizează cu autorul tranzistorului T_7. Eliminarea componentelor alternative ale tensiunilor de la ieșirea tranzistoarelor T_6 și T_7 se obține cu ajutorul filtrelor L_1C_{11} și L_2C_{12}.

3. Sinteza schemei logice a numărătorului

Concluziile privind funcționarea părții electronice descrise în § 2, reprezintă datele inițiale pentru sinteza schemei logice a numărătorului.

Alegerea dezechilibrului inițial al punții se realizează prin manevrarea potențiometrului R_{10} astfel încît starea celor două relee A și B să fie neanclanșată.

Se presupune că în cazul cînd un pește străbate traductorul într-un sens, la intrarea în traductor tensiunea de dezechilibru crește iar la ieșirea din traductor, scade.

Asociind releelor A și B variabilele primare a și b, trecerea peștelui în sensul arătat mai sus se exprimă în formă binară astfel:

$$ab = 00 \rightarrow 01 \rightarrow 00 \rightarrow 10 \rightarrow 00.$$

În cazul trecerii peștelui prin traductor în sens invers, succesiunea valorilor variabilelor binare a și b este următoarea:

$$ab = 00 \rightarrow 10 \rightarrow 00 \rightarrow 01 \rightarrow 00.$$

Pentru numărarea peștilor care se deplasează într-un sens se folosește un numărător electromagnetic C_x, iar pentru numărarea peștilor care se deplasează în sens invers se folosește un numărător electromagnetic C_y.

Considerînd drept variabile primare a și b și drept variabile secundare x, y, z, asociate respectiv releelor X, Y, Z, se poate structura următorul raport de stare [3]:

$$\left(\frac{xy \cdot zab}{XYZ}\right)_n.$$

X și Y sînt două relee avînd aceeași funcție logică ca și numărătoarele electromagnetice C_x și C_y, iar Z este un releu folosit pentru memorarea stării care succede intrării peștelui în traductor.

Stările codificate ale secvențelor ce corespund deplasării peștelui într-un sens sau altul, sînt următoarele:

Sens direct:

$$\binom{0}{0}_0 \xrightarrow{b=1} \binom{1}{2}_1 \xrightarrow{y=1} \binom{11}{2}_3 \xrightarrow{b=0} \binom{10}{3}_4 \xrightarrow{z=1} \binom{14}{3}_5 \xrightarrow{a=1} \binom{16}{1}_6 \xrightarrow{y=0}$$

$$\binom{6}{1} \xrightarrow{a=0} \binom{4}{0}_8 \to 0.$$

Sens invers:

$$0 \xrightarrow{a=1} \binom{2}{4}_9 \xrightarrow{x=1} \binom{22}{4}_{10} \xrightarrow{a=0} \binom{20}{5}_{11} \xrightarrow{z=1} \binom{24}{5}_{12} \xrightarrow{b=1} \binom{25}{1} \xrightarrow{x=0} \binom{5}{1}_{14} \xrightarrow{b=0} 4.$$

Stările descrise de secvențele de mai sus permit structurarea următorului simbol de marcare a schemei logice a numărătorului [3]:

$$F(X, Y, Z) = D^{xy \cdot zab}_{\substack{X \ 1:(2,\,20,\,22,\,24)\ 0:(0,\,1,\,4,\,5,\,6,\,10,\,11,\,14,\,16,\,25) \\ Y \ 1:(1,\,10,\,11,\,14)\ 0:(0,\,2,\,4,\,5,\,6,\,16,\,20,\,22,\,24,\,25) \\ Z \ 1:(5,\,6,\,10,\,14,\,16,\,20,\,24,\,25)\ 0:(0,\,1,\,2,\,4,\,11,\,22).}}$$

Folosind metoda de minimizare dată în [3] se obține:

a) pentru X:

$$10\,\frac{2}{12}\,\Big|^{20}_{\ldots\ldots}\,22\,\Big|^{1}\,3\ \ 23 \to \underline{00}\cdot 010 \to a\bar{z},$$

$$10\,\frac{20}{30}\,\Big|^{4}_{\ldots\ldots}\,24\,\Big|^{2}\,22\ \ 26 \to 10\cdot 000 \to \bar{b}x;$$

b) pentru Y:

$$20\,\frac{1}{21}\,\Big|^{10}_{\ldots\ldots}\,11\,\Big|^{2}\,3\ \ 13 \to \underline{00}\cdot 001 \to \bar{b}z,$$

$$20\,\frac{10}{30}\,\Big|^{4}_{\ldots\ldots}\,14\,\Big|^{1}\,11\ \ 15 \to 01\cdot 000 \to \bar{a}y;$$

c) pentru Z:

$$10\,\frac{5}{15}\,\Big|^{20}_{\ldots\ldots}\,25\,\Big|^{2}\,7\ \ 27 \to \underline{00}\cdot 101 \to bz,$$

$$20\frac{6}{26}\overset{10}{|}16\overset{1}{|}7\ \ 17 \ldots\ldots\ldots \rightarrow \underline{00}\cdot 11\underline{0} \rightarrow az,$$

$$20\frac{10}{30}\overset{4}{|}14\overset{6}{|}12\ \ 16 \ldots\ldots\ldots \rightarrow \underline{0}1.\underline{000} \rightarrow by,$$

$$10\frac{20}{30}\overset{4}{|}24\overset{1}{|}21\ \ 25 \ldots\ldots\ldots \rightarrow 1\underline{0}.\underline{00}\underline{0} \rightarrow a\bar{x}.$$

Rezultă următoarele expresii logice minimale care definesc schema de comutaţie dinamică a numărătorului, reprezentată în fig. 5:

$$X = a\bar{z} \cup \bar{b}x, \qquad Y = b\bar{z} \cup \bar{a}y, \qquad Z = z(a \cup b) \cup \bar{b}y \cup \bar{a}x.$$

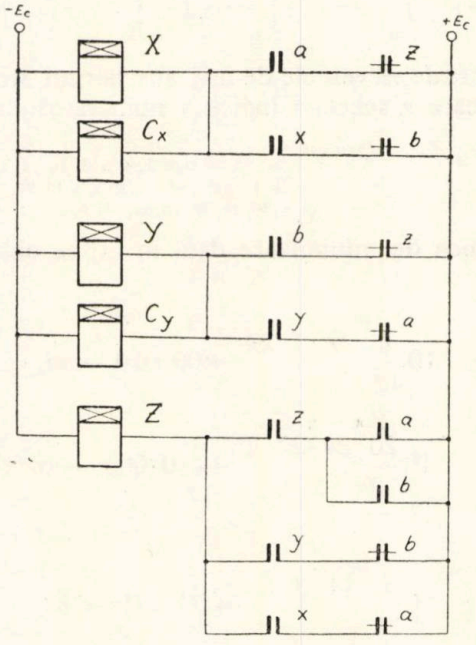


Fig. 5

4. Concluzii

Numărătorul electronic prezentat în această lucrare se deosebeşte de tipurile cunoscute prin:

a) Folosirea unei punţi dezechilibrate pentru discriminarea sensului de deplasare a peştilor.

b) Echilibrarea capacitivă a punţii în care este folosit traductorul.

c) Folosirea, pentru alimentarea punţii, nu a unui generator autoblocat, ci a unui generator *RC* care furnizează o tensiune a cărei frecvenţă a rezultat în urma unor determinări experimentale de sensibilitate.

d) Sinteza logică a schemei de comutaţie a numărătorului.

Primită la 28 octombrie 1970

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de fizică şi electronică

BIBLIOGRAFIE

1. Lethlean N. G., *An Investigation into the Design and Performance of Electric Fish Screens and Electric Fish Counter.* Trans. R. Soc. Edinb., **62**(2), *13*, 479–527 (1953).
2. * * * *Applications de l'électricité à la biologie et à l'aménagement des pèches continentales.* Ed. Inst. de la Recherche Agronomique, Paris, 1968.
3. Reus N., *O nouă metodă grafo-simbolică de analiză şi sinteză a sistemelor discrete de acţionare electrică.* Teză de doctorat, Inst. polit. Iaşi, 1968.
4. Tănăsescu T., *Circuite cu tranzistoare.* Ed. Tehn., Buc., 1965.

ЭЛЕКТРОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ СЧЕТА РЫБЫ

(Резюме)

Устройство для счета рыбы, задуманное и реализированное авторами, отличается от существующих устройств тем, что использует неуравновешиванный мост *RC*, для определения направления передвижения рыбы.

Мост питается генератором *RC*, частота которого выбирается экспериментально, следуя за тем, чтобы выбранная частота производила минимальный физиологический эффект на рыб.

В работе излагается также и логический синтез коммутационной схемы устройства.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

УДК 621.318

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТНО-ТРАНЗИСТОРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДИСКРЕТНЫХ ВЕЛИЧИН В НЕПРЕРЫВНЫЕ

И. С. ЕРЕМЕЕВ

1. Преобразователи дискретных величин в непрерывные (*ПДН*) являются важными связующими звеньями между цифровыми и аналоговыми информационными и управляющими системами. В большинстве случаев именно *ПДН* ограничивают точность и надежность систем, а также их эксплуатационную гибкость. В связи с этим определенный интерес представляют схемы *ПДН*, выполненных на базе магнитных и магнитно-транзисторных элементов, так как такие элементы позволяют в ряде случаев создавать весьма простые, компактные, надежные и точные преобразователи.

2. Наиболее простыми устройствами являются преобразователи, работающие в режиме накопительных счетников с сердечниками перемагничивающимися нормализованными короткими импульсами большой амплитуды по частным циклам. В цифровой технике подобные счетчики в последнее время получили довольно широкое применение благодаря своей компактности, чрезвычайно низкому потреблению энергии, высокой надежности, независимости их работы от случайных перерывов в питании, неограниченно долгому времени хранения записанной информации при снятом питании, возможности реализации на одном сердечнике одного десятичного разряд счетчика [1]...[4]. В преобразователях числа импульсов в напряжение подобные устройства также могут найти широкое применение благодаря всем перечисленным выше свойствам. Но в отличие от работы в режиме счетчиков, где сигнал на выходе разряда появляется только тогда, когда сердечник последним входным сигналом (импульсом) намагничивается до насыщения, а информация снимается обычно путем заполнения всех разрядов счетчика и счетом числа необходимых для этого заполнения импульсов -обратного (дополнительного) кода числа, записанного в счетчике,

при построении преобразователей используется несколько отличный метод считывания. Сущность этого метода заключается в следующем (см. рис. 1). В течение определенного отрезка времени — интервала записи $T_з$ на вход сердечника поступают импульсы записи $U_з$, число которых соответствует значению преобразуемой переменной. Эти импульсы изменяют поток в сердечнике от значения остаточного

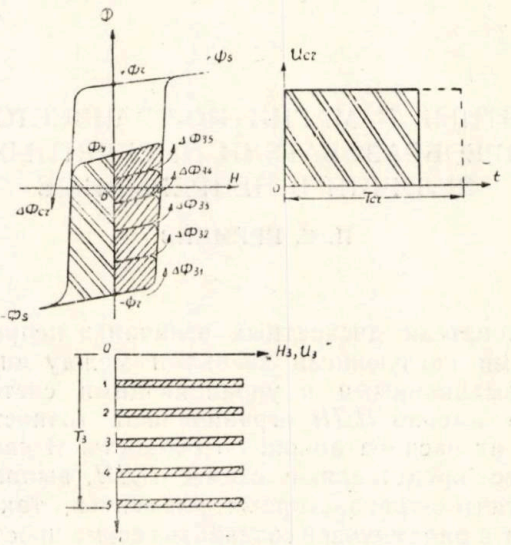


Рис. 1. — Изменения потока $\Delta\Phi_{Зi}$ в сердечнике в интервале записи $T_З$, а также изменение потока $\Delta\Phi_{сч} = \sum_{i=1}^{n} \Delta\Phi_{Зi}$ и сигнал $U_{сч}$ на зажимах выходной обмотки в интервале считывания $T_{сч}$.

потока — Φ_r до некоторого значения потока — Φ_y, соответствующего количеству входных импульсов. После окончания интервала записи начинается интервал считывания $T_{сч}$. В течение этого интервала к обмотке сердечника прикладывается напряжение считывания $U_{сч}$, достаточное для полного перемагничивания сердечника за время $T_{сч}$ от $+\Phi_r$ до $-\Phi_s$. При перемагничивании сердечника от значения потока Φ_y, установленного входными импульсами в интервале записи, до значения потока насыщения $-\Phi_s$ в выходной обмотке сердечника индуктируется э. д. с. Так как напряжение считывания обычно выбирается прямоугольной формы, сигнал на выходе преобразователя также будет прямоугольным, а длительность его будет пропорциональна изменению потока при считывании $\Delta\Phi_{сч}$, т. е. в конечном

счете, количеству импульсов, поступивших на вход преобразователя в интервале записи. Таким образом описанный *ПДН* в сущности является преобразователем числа импульсов в импульс переменной длительности. Последний необходимо подать на вход сглаживающего фильтра для преобразования в непрерывный по форме сигнал. Полная схема преобразователя, построенного по описанному выше принципу, с входным — формирующим и выходным — сглаживающим транзисторными устройствами приведена на рис. 2.

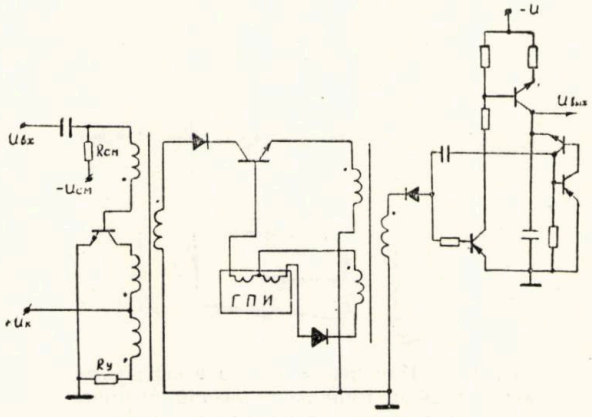


Рис. 2. — Принципиальная схема преобразователя числа импульсов в напряжение разомкнутого типа.

3. Основной проблемой при создании подобных *ПДН* является обеспечение необходимого числа дискретных состояний сердечника, что тесно связано с точность работы преобразователя. В режиме счетчика сердечник обычно имеет 10 устойчивых состояний. Попытки создания счетчика с 100 устойчивыми состояниями оказались мало успешными, так как задача здесь усложнялась тем, что при большой дискретности очень трудно добиться четкого срабатывания счетчика точно в момент прихода импульса, переводящего сердечник в насыщение [4]. В режиме преобразователя такая задача не возникает: импульсы лишь должны изменять поток в сердечнике, а считывание производится независимо от содержимого счетчика. Однако в *ПДН* необходимо обеспечить значительно большее количество дискретных состояний, чем в обычном разряде счетчика. В настоящее время пока что реально достижимым числом устойчивых состояний у сердечников из железо-никелевых сплавов является 1 000, т. е. минимально возможная погрешность такого рода устройств при условии соответствующей стабилизаций параметров входных импульсов и источника считывающего сигнала, а также при стабилизации окружающей

температуры, будет иметь величину порядка 0,1 %. Причем следует заметить, что минимальная ошибка преобразования может быть достигнута лишь при намагничивании сердечника не обычными однополярными импульсами, а знакопеременными сигналами, где каждому

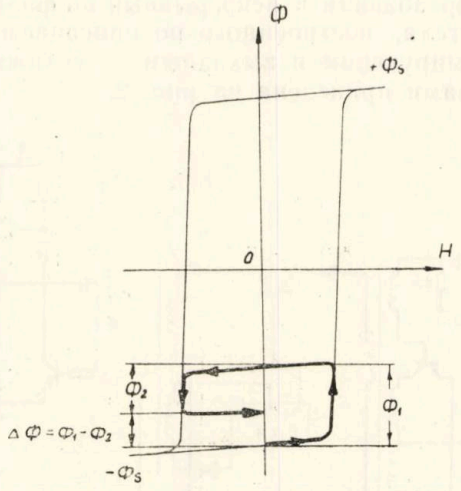


Рис. 3. — Изменение потока в сердечнике под действием импульсов разной полярности и вольт-секундной площади.

входному импульсу соответствует два импульса разной полярности и отличной друг от друга вольт-секундной площади на входе обмотки записи сердечника. Смысл этого процесса перемагничивания виден из кривых рис. 3, где

$$(1)\quad \begin{cases} \Phi_1 = \dfrac{1}{w}\displaystyle\int_0^{\tau_1} U_{3\text{п}}\,dt = \dfrac{1}{w}\,U_{3\text{п}}\,\tau_1, \\ \Phi_2 = \dfrac{1}{w}\displaystyle\int_0^{\tau_2} U_{3\text{о}}\,dt = \dfrac{1}{w}\,U_{3\text{о}}\,\tau_2, \\ \Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \dfrac{1}{w}\,(U_{3\text{п}}\,\tau_1 - U_{3\text{о}}\,\tau_2). \end{cases}$$

Число дискретных состояний сердечника при указанном способе перемагничивания определяется из выражения $n = (2\Phi_s - \Phi_1)/\Delta\Phi + 2$. Если принять $U_{3\text{п}} = U_{3\text{о}} = U$, то

(2) $$n = \frac{2\Phi_s - U\tau_1/w}{U(\tau_1 - \tau_2)/w} + 2,$$

или

$$n = \frac{\tau_{макс} - \tau_1}{\tau_1 - \tau_2} + 2,$$

где $\tau_{макс}$ — время, необходимое для полного перемагничивания сердечника от $-\Phi_s$ до $+\Phi_s$ сигналами с амплитудой U.

Дальнейшим развитием описанного *ПДН* является преобразователь числа импульсов в длительность импульсов (*Пр. ЧИ-ДИ*), схема которого соответствует схеме рис. 2, но без выходного — сглаживающего транзисторного каскада. В схеме *ПДН* имеется еще один магнитный сердечник с такими же характеристиками, что и сердечник

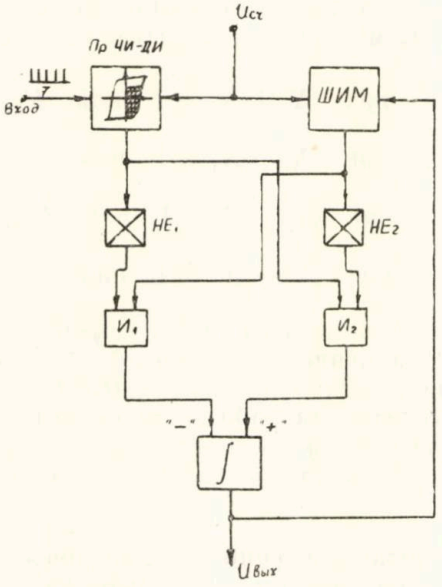


Рис. 4. — Блок-схема преобразователя числа импульсов в напряжение замкнутого типа с промежуточным преобразованием входного сигнала во временной интервал.

Пр. ЧИ-ДИ, и также работающий в режиме широтно-импульсного модулятора (*ШИМ*). Этот *ШИМ* преобразует входной сигнал постоянного тока в длительность импульса. Кроме того, в схему *ПДН* входит логический блок, содержащий инверторы $НЕ_{1-2}$ и конъюнкторы $И_{1-2}$ и интегратор.

Работа *ПДН*, собранного по схеме рис. 4, заключается в том, что импульсы на выходах *Пр. ЧИ-ДИ* и *ШИМ* сравниваются по

длительности с помощью логического блока [5], [6]. Сравнение осуществляется следующим образом. Сигналы с выхода *Пр. ЧИ-ДИ* (X_1) и *ШИМ* (X_2) подаются соответственно на входы инвертора $НЕ_1$ и конъюнктора $И_2$ и на входы инвертора $НЕ_2$ и конъюнктора $И_1$. В интервале считывания (сравнения) сумма длительности прямого и инвертированного импульсов тождественного равна самому интервалу считывания, т. е. некоторой единичной константе (поскольку этот интервал является величиной неизменной)

$$X_1 + \overline{X_1} \equiv 1 \quad \text{и} \quad X_2 + \overline{X_2} \equiv 1. \tag{3}$$

Так как на выходе конъюнктора сигнал появляется лишь в течение времени, пока импульсы на его входах взаимно перекрываются по длительности (т. е. лишь в период одновременного присутствия сигналов на всех входах конъюнктора), условия срабатывания конъюнкторов $И_1$ и $И_2$ могут быть представленны в следующем виде:

$$\begin{cases} И_1 = \begin{cases} 1 \text{ при } X_2 + \overline{X_1} > 1 \text{ или } U_{вых} > U_{вх}, \\ 0 \text{ при } X_2 + \overline{X_1} \leqslant 1 \text{ или } U_{вых} \leqslant U_{вх}; \end{cases} \\ И_2 = \begin{cases} 1 \text{ при } X_1 + \overline{X_2} > 1 \text{ или } U_{вых} < U_{вх}, \\ 0 \text{ при } X_1 + \overline{X_2} \leqslant 1 \text{ или } U_{вых} \geqslant U_{вх}. \end{cases} \end{cases} \tag{4}$$

С выхода конъюнктора сигнал поступает на соответствующий вход интегратора и изменяет содержимое последнего, тем самым изменяя величину напряжения на выходе *ПДН*. Достоинством схемы рис. 4 является ее устойчивая работа в широком диапазоне изменения температуры окружающей среды и параметров источника импульсов считывания $U_{сч}$, что обусловленно дифференциальным способом включения модуляторов.

4. Основным источником ошибок в описанных выше устройствах является сердечник со многими устойчивыми состояниями (*Пр. ЧИ-ДИ*). В связи с этим несомненный интерес представляет схема *ПДН* без *Пр. ЧИ-ДИ*, приведенная на рис. 5 [7]. Работает она следующим образом. Число, которое необходимо преобразовать в напряжение, представляется в виде пакета импульсов. Первый импульс из поданной на вход *ПДН* серии импульсов возбуждает триггеры T_1 и T_2. Кроме того, входные импульсы через линию задержки *ЛЗ* (динамический регистр сдвига) поступают на блок дискриминации, содержащий логические элементы $НЕ_2$, $НЕ_3$, $И_2$ и $И_3$, а также ключи $К_2$ и $К_3$. Задача блока-сравнение длительностей пакета импульсов (а следовательно, числа импульсов в пакете) и сигнала на выходе *ШИМ*. Последний появляется благодаря тому, что срабатывание T_2

приводит к запуску формирователя $\phi И_2$, выполненного по схеме ждущего блокинг-генератора, а сигнал с выхода $\phi И_2$ является сигналом считывания информации, записанной в сердечнике *ШИМ*. Сравнение сигналов в дискриминаторе осуществляется так же, как и в схеме рис. 4. В зависимости от результатов этого сравнения

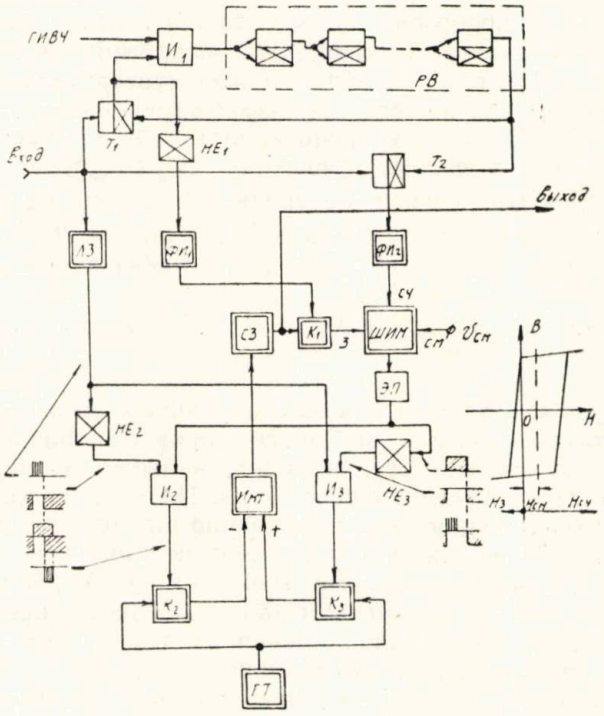


Рис. 5. — Блок-схема преобразователя числа импульсов непосредственно в напряжение, выполненного по принципу следящей системы.

открывается ключ K_2 или K_3 и на соответствующий вход интегратора *Инт* поступает сигнал от генератора (источника) тока *ГТ*. Время открытия ключа пропорционально разности в длительности сравниваемых импульса с выхода *ШИМ* и пакета импульсов на входе *ПДН*. Под воздействием сигнала от *ГТ* содержимое интегратора изменяется. Выход *Инт* через согласующее звено *СЗ* подключен к выходу *ПДН* и к ключу K_1, управляемому от $\phi И_1$, схема которого аналогична схеме $\phi И_2$. После прихода на вход *ПДН* серии входных импульсов и запуска T_1 через схему совпадения $И_1$ на вход реле времени *РВ*, представляющего собой накапливающий счетчик, начинают поступать

импульсы от генератора импульсов высокой частоты (*ГИВЧ*). Когда все разряды счетчика заполнятся, на выходе *РВ* появится сигнал, переводящий триггеры T_1 и T_2 в исходное состояние. При этом на входе инвертора $НЕ_1$ сигнал пропадает, что приводит к появлению сигнала на выходе $НЕ_1$ и срабатыванию формирователя $ФИ_1$. Выходной сигнал (импульс) $ФИ_1$ открывает ключ $К_1$, обеспечивая запись в сердечнике *ШИМ* информации с выхода *Инт*. Эта информация представляет собой аналоговый эквивалент дискретного входного сигнала на входе *ПДН*. Для обеспечения высокой чувствительности и линейности преобразователя на всем диапазоне изменения входных сигналов *ПДН* в схеме *ШИМ* предусмотрено использование обмотки смещения, в которую подается сигнал смещения $U_{см}$ ($H_{см}$), встречный полю считывания $H_{сч}$. Этот сигнал переводит сердечник на колено кривой намагничивания, так что появление сигнала записи $H_з$, превышающего порог чувствительности *ПДН*, приводит к изменению потока в сердечнике, т. е. к записи информации.

Описанная схема *ПДН* возволяет добиться точности преобразования до 0,05%.

5. Следует заметить, что у всех описанных выше схем есть один общий недостаток: неудобство согласования с большинством цифровых систем, где сигнал обычно представляется в виде двоичного кода, а не в виде число-импульсного кода. Поэтому схема, приведенная на рис. 6 и позволяющая непосредственно преобразовывать сигналы, представленные в двоичном коде, имеет несомненные преимущества перед схемами, описанными выше. Работает преобразователь, собранный по схеме рис. 6, следующим образом. Число, представленное в двоичном коде, вводится одновременно на входы триггеров всех значащих разрядов преобразуемой величины. С выходов этих триггеров сигналы поступают на конъюнкторы $И_1$—$И_2$. Вторые входы этих конъюнкторов получают питание от соответствующих разрядов двоичного счетчика, имеющего $K+1$ разрядов. Счетчик, в свою очередь, питается от источника импульсов эталонной частоты *ГИВЧ*. Выходы всех конъюнкторов $И_1 ... И_K$ через дизъюнктор *ИЛИ* поступают на вход логического блока, состоящего из схемы запускасброса и дискриминатора. В состав последнего кроме логических элементов $НЕ_{1-2}$, $И_{11-22}$ и T_1 органически входят широтно-импульсный модулятор на магнитном сердечнике *ШИМ*, собранный по регенеративной схеме [6], и интегратор *Интегр*. Считывающая обмотка *ШИМ* питается от выхода *1* $(K+1)$-го разряда счетчика. Обмотка записи *ШИМ* питается сигналом от интегратора. Этот же сигнал является и выходным сигналом преобразователя. Транзистор в цепи записи *ШИМ* открывается сигналом с выхода *0* $(K+1)$-го разряда счетчика.

В момент, когда на выходе *1* $(K+1)$-го разряда появляется импульс, начинается процесс считывания информации, записанной

ранее в сердечнике *ШИМ*, с одновременным сравнением длительности импульса считывания с суммарной длительностью импульсов всех значащих разрядов счетчика. Это осуществляется следующим образом. Появление импульса на выходе *1* $(K+1)$-го разряда приводит к исчезновению сигнала на выходе инвертора $НЕ_4$. При этом сигнал „сброс" на выходах триггеров разрядов преобразуемого числа $T_1 \ldots T_K$

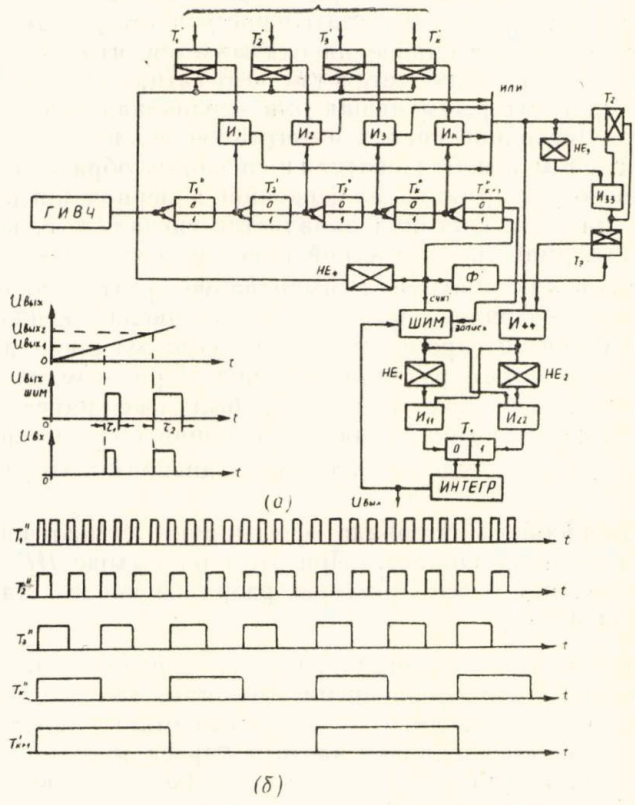


Рис. 6. — Блок-схема преобразователя двоичного кода в напряжение, выполненого по принципу следящей системы.

пропадает и запускаются лишь те из триггеров, на входах которых есть в данный момент сигналы. Одновременно сигнал с выхода *1* $(K+1)$-го разряда поступает через формирователь $Ф$, пропускающий узкий импульс лишь в течение времени наростания переднего фронта импульса на его входе, на вход триггера T_3 блока запуска. Триггер T_3 запускается и подготавливает конъюнктор $И_{44}$ к пропуску сигналов

от конъюнкторов $И_1 ... И_K$. В этот момент от $И_1 ... И_K$ через *ИЛИ* на вход схемы запуска начинают поступать импульсы. Эти импульсы проходят через $И_{44}$ на вход дискриминатора, а также запускают триггер T_2 и поступают на вход инвертора $НЕ_3$. Пока импульсы от $И_1 ... И_K$ следуют друг за другом без пропусков (как видно из временной диаграммы рис. 6 *б*, это длится лишь до тех пор, пока однократно суммируются длительности импульсов от значащих разрядов счетчика), они вводятся в дискриминатор, образуя как бы один общий импульс. Этот импульс сравнивается по длительности с импульсами на выходе *ШИМ*. Если в результате сравнения оказывается, что эти импульсы не одинаковы, триггер T_1 включается так, что сигнал с его выхода воздействует на интегратор, уменьшая или увеличивая амплитуду сигнала на его выходе. Выходной сигнал интегратора является одновременной выходным сигналом преобразователя и сигналом обратной связи, записывающим новую информацию на сердечник в период, когда на выходе 0 $(K + 1)$-го разряда счетчика появляется сигнал, т. е. когда период считывания информации, записанной ранее в сердечнике, окончен.

Как только однократное суммирование длительностей импульсов от значащих разрядов преобразуемого числа окончится, между импульсами появится промежуток, соответствующий длительности импульса на выходе 1-го разряда счетчика. При этом на выходе $НЕ_3$ появится сигнал. Так как триггер T_2 был уже ранее запущен, на выходе $И_{33}$ также появится сигнал. Последний сбросит триггеры T_2 и T_3 и поступление импульсов на вход дискриминатора через $И_{44}$ прекратится.

После окончания интервала считывания сигнал на выходе 1 $(K + 1)$-го разряда пропадает. При этом на выходе $НЕ_4$ появляется сигнал, сбрасывающий все триггеры разрядов числа. Далее процесс преобразования повторяется.

6. Из сказанного очевидно, что преобразователь работает с запаздыванием на один цикл преобразования, так как всегда сравнивает текущую информацию с той, которая была записана в предыдущем цикле. Однако поскольку частота опроса может быть выбрана достаточно высокой (до 1 кгц и более), в большинстве случаев это не является лимитирующим фактором. Так как описанный преобразователь выполнен по принципу следящей системы, точность его может быть достаточно высокой (не хуже 0,05...0,10 %) даже при условии существенно изменяющихся окружающих условий и, таким образом, с помощью подобных *ПДН* можно уверенно преобразовывать 10-ти и 11-ти разрядные двоичные числа.

Рассмотренные выше магнитные и магнитно-транзисторные преобразователи числа импульсов и двоично-кодированных чисел в напряжение позволяют создавать практически любые системы автоматического контроля, регулирования и управления, а также специализиро-

ванные вычислительные комплексы. Относительная простота компактность и надежность в сочетании с хорошими рабочими характеристиками позволяют полагать, что такого рода преобразователи найдут широкое применение в системах автоматической переработки информации.

Поступила 18 мая 1969

Научно-исследовательский и конструкторско-технологический институт городского хозяйства МКХ УССР, Киев, СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А., *Бесконтактные магнитные устройства автоматики.* Изд. АН СССР, М., 1961.
2. Freeman J. D., *New Idea in Counting: Incrementally Magnetized Cores.* Electronics, **35**, *24* (1962).
3. Hardies C. E., *Long Time Delays from Single Magnetic Storage Core.* Electrical Engineerig, **79**, *2* (1960).
4. Липман Р. А., *Предельный коэффициент накопления ферротранзисторного накапливающего счетчика.* „Магнитные цифровые элементы", Изд. „Наука", М., 1965.
5. Еремеев И. С., *Магнитные преобразователи информации.* Изд. „Энергия", М., 1967.
6. Еремеев И. С., Забарный А. И., *Широтно-импульсные магнитные модуляторы.* Изд. „Техника", Киев, 1967.
7. Еремеев И. С., *Преобразователь числа импульсов в напряжение.* Авт. свид. № *174 837*, Бюллетень изобретений, *18* (1965).

TRANSFORMATOARE MAGNETICE ȘI MAGNETOTRANZISTORIZATE DE MĂRIMI DISCRETE ÎN CONTINUE

(Rezumat)

Se descriu circuite care transformă în mărimi de ieșire continue informația introdusă sub formă de impulsuri sau într-un cod binar.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.Z. 621.313.223 : 621.3.078

CONSIDERAŢIUNI ASUPRA FUNCŢIEI DE TRANSFER A REGULEXULUI*)

DE

LEOPOLD SEBASTIAN, VALERIU MUNTEANU şi TEOHARI GANCIU

1. Regulexul este o maşină electrică amplificatoare cu autoexcitaţie derivaţie acordată. Circuitul ei inductor este prevăzut cu poli aparenţi pe care se găsesc mai multe înfăşurări de excitaţie (3...4). Dintre acestea una este de autoexcitaţie derivaţie, una pentru excitaţie separată, denumită înfăşurare de comandă, şi celelalte pentru diferite reacţii, denumite înfăşurări de reglaj.

Complexitatea acestei maşini a făcut ca în studiul ei să se admită unele ipoteze simplificatoare. În particular în studiul dinamicii regulexului se recurge la neglijări cum ar fi: a) neglijarea rezistenţei şi inductanţei rotorului, b) neglijarea fluxului magnetic produs de spirele aflate în comutaţie, c) neglijarea variaţiei cu sarcina a rezistenţei de contact a periilor, d) consideranea cuplajului magnetic total între înfăşurările de excitaţie ale regulexului.

Asemenea neglijări au condus la stabilirea unor forme simplificate ale funcţiei de tranfer (f.d.t.) a acestei maşini.

În cele ce urmează se reconsideră această problemă renunţînd la unele neglijări acceptate în mod obişnuit.

2. Se consideră, în fig. 1, schema electrică principială a unui regulex prevăzut cu o înfăşurare de comandă şi una de excitaţie derivaţie. Fluxul magnetic produs de înfăşurarea de autoexcitaţie a maşinii acţionează adiţional cu fluxul produs de înfăşurarea de comandă, ceea ce realizează de fapt o reacţie pozitivă de tensiune. Evident, datorită dispunerii pe aceeaşi piesă polară a celor două înfăşurări de excitaţie, între ele apare un cuplaj mutual, caracterizat prin inductivitate mutuală.

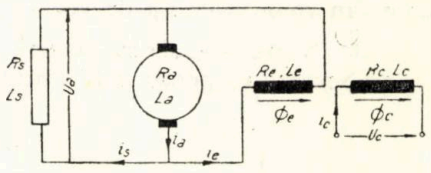


Fig. 1

Folosind notaţiile din fig. 1, se pot scrie pentru regulex următoarele ecuaţii care caracterizează funcţionarea sa:

---

[1]) Comunicată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Cluj, 22-24 decembrie 1969.

$$(1)\quad \begin{cases} u_c = R_c i_c + L_c \dfrac{di_c}{dt} + M_{ce} \dfrac{di_e}{dt} - M'_{scc} \dfrac{di_a}{dt}, \\ u_s = R_s i_s + L_s \dfrac{di_s}{dt}, \\ u_a = R_e i_e + L_e \dfrac{di_e}{dt} + M_{ce} \dfrac{di_c}{dt} - M''_{scc} \dfrac{di_a}{dt}, \\ e_a - k_{scc} i_a = u_a + R_a i_a + L_a \dfrac{di_a}{dt}, \\ i_a = i_s + i_c, \qquad e_a = k_e \omega (\Phi_e + \Phi_c) = R_{cr}(i_e + a i_c), \end{cases}$$

unde $M_{ce}\, di_e/dt$ și $M'_{scc}\, di_a/dt$ sînt t.e.m. induse prin inducție mutuală în înfășurarea de comandă la variația fluxului Φ_c, respectiv a fluxului magnetic al spirelor în comutație, $M_{ce}\, di_c/dt$ și $M''_{scc}\, di_a/dt$ reprezintă t.e.m. induse în înfășurarea de autoexcitație la variația fluxului Φ_e, respectiv a fluxului spirelor în comutație, iar $k_{scc}\, i_a$ — t.e.m. de rotație produsă în rotor de către fluxul spirelor în comutație.

Rezistența critică R_{cr} este dată de relația:

$$R_{cr} = k_e\, \omega \frac{L_e}{w_e} = k_e\, \omega \frac{w_e}{\mathcal{R}}, \qquad a = \frac{L_c}{L_e} \cdot \frac{w_e}{w_c} = \frac{w_c}{w_e},$$

unde: $\mathcal{R}$ este reluctanța circuitului magnetic inductor, w_e — numărul de spire al înfășurării de autoexcitație iar w_c — numărul de spire al înfășurării de comandă.

După cum se observă din relațiile de mai sus la scrierea ecuațiilor care caracterizează funcționarea regulexului s-a ținut seama de rezistența și inductanța rotorului, de t.e.m. induse în înfășurările de excitație de către fluxul magnetic al spirelor aflate în comutație, precum și de t.e.m. de rotație din rotor produsă de același flux.

3. Pentru obținerea diverselor f.d.t. se vor folosi grafele de fluență. Scrise în operațional relațiile (1) devin:

$$(2)\quad \begin{cases} U_c(s) = R_c I_c(s) + L_c s I_c(s) + M_{ce} s I_e(s) - M'_{scc} s I_a(s), \\ U_s(s) = R_s I_s(s) + L_s s I_s(s), \\ U_a(s) = R_e I_e(s) + L_e s I_e(s) + M_{ce} s I_c(s) - M''_{scc} s I_a(s), \\ E_a(s) - k_{scc} I_a(s) = U_a(s) + R_a I_a(s) + L_a s I_a(s), \\ I_a(s) = I_s(s) + I_c(s), \qquad E_a(s) = R_{cr}[I_e(s) + a I_c(s)]. \end{cases}$$

În cele ce urmează, pentru simplificarea scrierii se va omite variabila s din expresiile $I_c(s)$, $U_c(s)$, $I_e(s)$, $U_a(s)$, $I_a(s)$, $I_s(s)$.

Ecuațiile (2) se mai pot scrie sub forma echivalentă:

$$(3)\quad \begin{cases} I_c = \dfrac{1}{R_c + sL_c}(U_c - M_{ce}sI_e + M'_{scc}sI_a), \qquad I_s = \dfrac{U_a}{R_s + sL_s}, \\ I_e = \dfrac{1}{R_e + sL_e}(U_a - M_{ce}sI_c + M'_{scc}sI_a), \\ U_a = E_a - (R_a + k_{scc} + sL_a)I_a, \\ E_a = R_{cr}I_e + aR_{cr}I_c, \qquad I_a = I_s + I_e. \end{cases}$$

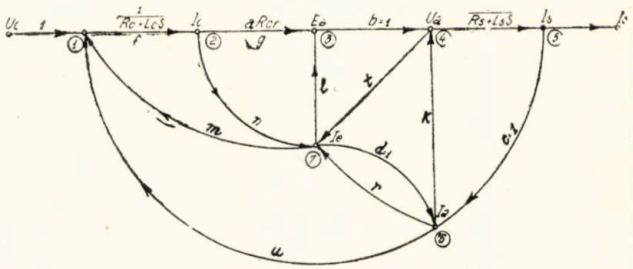


Fig. 2

Sistemului de ecuații (3) i se poate ataşa graful din fig. 2, în care transmitanțele respective au următoarele expresii:

$$(4)\quad \begin{cases} f = \dfrac{1}{R_c + sL_c}, \qquad g = aR_{cr}, \qquad b = 1, \qquad k = -(R_a + k_{scc} + sL_a), \\ c = 1, \qquad d = 1, \qquad l = R_{cr}, \qquad m = -sM_{ce}, \\ r = \dfrac{sM''_{scc}}{R_e + sL_e}, \qquad n = -\dfrac{sM_{ce}}{R_e + sL_e}, \qquad t = \dfrac{1}{R_e + sL_e}, \qquad u = sM'_{scc}, \\ h = \dfrac{1}{R_s + sL_s}. \end{cases}$$

Din inspecția grafului se poate deduce că acesta este de indice doi, adică este suficient a despica două noduri convenabil alese astfel ca toate buclele din graf să rămînă deschise.

În fig. 3 se reproduce acelaşi graf avînd despicate nodurile 5 şi 7 rezultînd astfel un graf fără bucle.

Graful din fig. 3 se poate reprezenta ca în fig. 4.

Bucla proprie B_1 a nodului 5 din fig. 4 are transmitanța

$$T_1 = T_1^1 + T_1^2 = ckh + cufgbh, \text{ cu } T_1^1 = ckh, \qquad T_1^2 = cufgbh. \tag{5}$$

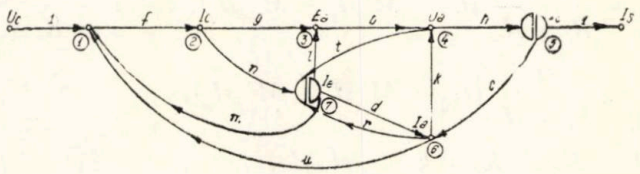


Fig. 3

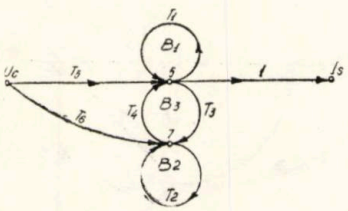


Fig. 4

Analog, transmitanța buclei proprii B_2 este:

$$T_2 = T_2^1 + T_2^2 + T_2^3 + T_2^4 + T_2^5 + T_2^6 + T_2^7 = \\ = dr + dufn + dufgbt + dkt + lbt + mfn + mfgbt, \tag{6}$$

unde

$$T_2^1 = dr, \qquad T_2^2 = dufn, \qquad T_2^3 = dufgbt, \qquad T_2^4 = dkt,$$

$$T_2^5 = lbt, \qquad T_2^6 = mfn, \qquad T_2^7 = mfgbt.$$

Calea de la nodul 5 la nodul 7 are transmitanța dedusă din inspecția grafului din fig. 3:

$$T_3 = T_3^1 + T_3^2 + T_3^3 + T_3^4 = cr + ckt + cufn + cufgbt, \tag{7}$$

unde s-a ținut seama că:

$$T_3^1 = cr, \qquad T_3^2 = ckt, \qquad T_3^3 = cufn, \qquad T_3^4 = cufgbt.$$

Analog transmitanța T_4 a căii de la nodul 7 la 5 este:

$$T_4 = T_4^1 + T_4^2 + T_4^3 + T_4^4 = dkh + dufgbh + mfgbh + lbh, \tag{8}$$

deoarece

$$T_4^1 = dkh, \qquad T_4^2 = dufgbh, \qquad T_4^3 = mfgbh, \qquad T_4^4 = lbh.$$

Calea care leagă mărimea de intrare U_c cu nodul 5 are transmitanța:

$$T_5 = fgbh, \tag{9}$$

iar calea care leagă mărimea de intrare U_c de nodul 7 are transmitanța:

$$T_6 = T_6^1 + T_6^2 = fn + fgbt, \text{ cu } T_6^1 = fn, \quad T_6^2 = fgbt. \tag{10}$$

Mărimea de ieșire I_s este legată numai de nodul 5 prin calea de transmitanță 1.

Din fig. 4 se observă că între nodul 5 și 7 se formează o buclă B_3 a cărei transmitanță este $T_7^1 = T_3T_4$. Eliminînd din expresia lui T_7^1 termenii care eventual ar face parte din expresiile transmitanțelor T_1 și T_2 se obține transmitanța T_7 a buclei B_3 din care s-au eliminat buclele B_1 și B_2

$$T_7 = T_7^1 + T_7^2 + T_7^3 = crmfgbt + crlbh + cufnlbh, \tag{11}$$

unde s-a avut în vedere că:

$$T_7^1 = crmfgbt, \qquad T_7^2 = crlbh, \qquad T_7^3 = cufnlbh.$$

Din inspecția grafului din fig. 4 se deduc transmitanțele căilor de la intrare la ieșire (T_8, T_9). Calea P_1 are transmitanța $T_8 = fgbh = T_5 \cdot 1$, iar calea P_2 transmitanța $T_9 = T_6T_4$ din care se elimină termenii conținuți în expresiile transmitanțelor T_1, T_2 sau T_7.

Transmitanța căii P_2, din care s-au eliminat buclele B_1, B_2 și B_3, este dată de

$$T_9 = T_9^1 + T_9^2 = fndkh + fnlbh, \tag{12}$$

cu

$$T_9^1 = fndkh, \qquad T_9^2 = fnlbh.$$

Aplicînd formula lui Mason pentru graful din fig. 4, rezultă

$$T = \frac{T_8\Delta_1 + T_9\Delta_2}{\Delta} = \frac{I_s(s)}{U_c(s)}, \tag{13}$$

în care

$$\Delta = 1 - (T_1 + T_2 + T_7) + T_1^1 + T_2^6 \tag{14}$$

este determinantul grafului și

$$\Delta_1 = 1 - T_2^1, \qquad \Delta_2 = 1 \tag{15}$$

sînt cofactorii căilor P_1 și respectiv P_2.

Dacă se fac înlocuirile respective se obţine expresia transmitanţei T, respectiv a f.d.t. a regulexului, considerînd ca mărime de intrare tensiunea de comandă U_c şi ca mărime de ieşire curentul de sarcină I_s, anume:

$$T = \frac{I_s(s)}{U_c(s)} = \frac{Es^2 + Fs + H}{As^3 + Bs^2 + Cs + D}. \tag{16}$$

Aici:

$$\begin{cases} A = (L_a + L_s)(L_c L_e - M_{ce}^2) + L_c L_s (L_a - M''_{scc}), \\ B = (R_a + R_s + k_{scc})(L_c L_e - M_{ce}^2) + L_c L_s (R_e - R_{cr}) + R_s + R_e + \\ \quad + R_c R_e (L_s + L_a) + L_s (R_c L_a - a R_{cr} M'_{scc}) + L_c L_s (R_a + k_{scc}) + \\ \quad + M_{ce} a R_{cr} (L_s + M''_{scc}) - M''_{scc} (L_c + L_s + R_{cr} L_c + \\ \quad + M'_{scc} R_{cr} (M_{ce} - a L_e), \\ C = (R_e - R_{cr})(R_s L_c + R_c L_s) + R_c R_s (L_a - M''_{scc}) + a R_{cr} R_s (M_{ce} - M'_{scc}) + \\ \quad + R_e (R_c L_a - a R_{cr} M'_{scc}) + R_c (R_s L_e - R_{cr} M''_{scc}) + \\ \quad + (R_a + k_{scc})[L_c (R_s + R_e) + R_c (L_s + L_e)], \\ D = R_a R_c R_e + R_c R_s (R_a + k_{scc}) + R_c R_s (R_e - R_{cl}), \quad E = M_{ce} L_a, \\ F = a R_{cr} L_e - a R_{cr} M''_{scc} + (R_a + k_{scc}) M_{ce} - M_{ce} R_{cr}, \quad H = a R_{cr} R_e. \end{cases} \tag{17}$$

Expresia (16) a f.d.t. are o formă mai generală decît cele cunoscute, deoarece se ţine seama şi de parametrii amintiţi mai sus şi care sînt neglijaţi în analiza dinamicii regulexului.

4. Expresia (16) a f.d.t. poate fi particularizată pentru diferite cazuri particulare, practic acceptabile.

a) În cazul neglijării inductanţiei rotorului ($L_a = 0$) se obţine

$$Y_1(s) = \frac{F_1 s + H_1}{A_1 s^3 + B_1 s^2 + C_1 s + D_1}, \tag{18}$$

unde A_1, B_1, C_1 se deduc din expresiile (17) ale mărimilor A, B, C anulînd termenii ce conţin pe L_a iar $F_1 = F$, $H_1 = H$, $D_1 = D$.

b) În cazul neglijării fluxului produs de spirele aflate în comutaţie ($M'_{scc} = M''_{scc} = k_{scc} = 0$), se obţine:

$$Y_2(s) = \frac{E_2 s^2 + F_2 s + H_2}{A_2 s^3 + B_2 s^2 + C_2 s + D_2}. \tag{19}$$

Cantităţile F_2, A_2, B_2, C_2 şi D_2 se deduc din expresiile (17) ale coeficienţilor F, A, B, C, D în care se anulează termenii care conţin ca factori pe M'_{scc}, M''_{scc} sau k_{scc} iar $E_2 = E$, $H_2 = H$,

c) În cazul neglijării fluxului produs de spirele aflate în comutație, a inductanței și rezistenței înfășurării rotorului ($M'_{scc} = M''_{scc} = k_{scc} = R_a = L_a = 0$), se obține:

$$Y_3(s) = \frac{F_3 s + H_3}{A_3 s^3 + B_3 s^2 + C_3 s + D_3}, \tag{20}$$

unde A_3, B_3, C_3, D_3, F_3 se obțin din A, B, C, D, F.

Pe de altă parte se observă din fig. 2 că $U_a(s) = (R_s + sL_s)I_s(s)$. Înlocuind pe $I_s(s)$ din (20) funcție de $U_a(s)$ se obține:

$$Y_4(s) = \frac{U_a(s)}{U_c(s)} = (R_s + sL_s)\,Y_3(s) = \frac{F_4 s + H_4}{B_4 s^2 + C_4 s + D_4}, \tag{21}$$

unde:

$$B_4 = L_c L_e - M_{ce}^2, \qquad C_4 = L_c(R_e - R_{cr}) + L_e R_c + aR_{cr}M_{ce},$$

$$D_4 = R_c(R_e - R_{cr}), \qquad F_4 = R_{cr}(aL_e - M_{ce}), \qquad H_4 = aR_{cr}R_e;$$

deci:

$$Y_4(s) = \frac{U_a(s)}{U_c(s)} = \frac{R_{cr}(aL_e - M_{ce})s + aR_{cr}R_e}{(L_c L_e - M_{ce})s^2 + [L_c(R_e - R_{cr}) + L_e R_c + aR_{cr}M_{ce}]s + R_c(R_e - R_{cr})}.$$

Funcțiile de transfer $Y_3(s)$ și $Y_4(s)$ astfel determinate sînt cunoscute și analizate amănunțit în literatura de specialitate. Faptul că ele au fost obținute din forma generală (16) confirmă generalitatea acesteia.

În ceea ce privește f.d.t. generală a regulexului se observă că gradul ecuației caracteristice este trei, deci studiul detaliat al regulexului se poate face ușor cu ajutorul diagramei lui Vîșnegradski.

Este evident că acest studiu este mai complet, oferind indicații în plus față de cele cunoscute.

Primită la 17 aprilie 1970

Institutul politehnic, Iași,
Catedra de utilizări și automatizări

BIBLIOGRAFIE

1. Sand M., *Mașini electrice speciale.* EDP, Buc., 1963.
2. Fransua Al., *Mașini și acționări electrice.* EDP, Buc., 1963.
3. Романов М., Горский В., *Электромашинные усилители с самовозбуждением; их применение и методы расчета. Устройства и элементы автоматики и телемеханики.* Машгиз, М., 1952.
4. Нитусов Е. В., *Электромашинные регуляторы с критическим самовозбуждением.* ИАН СССР, *2* (1950).
5. Будко О. А., *К вопросу о кинетике возбуждения машины с критическим самовозбуждением.* Сб. ст. по авт. и электрот., АН СССР, М., 1956.

ОБ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ РЕГУЛЕКСА

(Резюме)

В статье указывается что известное выражение передаточной функции регулекса получается при пренебрежении некоторых параметров машины, например: сопротивление и индуктивность ротора, магнитный поток созданный витками находящимися в процессе комутации, изменение сопротивления касания щеток, взаимные утечки магнитных потоков катушек возбуждения.

Авторы возобновляют проблему передаточной функции регулекса принимая во внимание некоторые параметры которыми вообще принебрегают, а в особенности магнитный поток созданный комутирующими витками.

При этом, используя направленные графы, получается более общий вид передаточной функции регулекса, соответствующий характеристическому уравнению третьей степени. Указывается также что используя диаграму Вышнеградского, на основании выведенной передаточной функции, можно провести более комплектное исследование регулекса.

Допуская разные пренебрежения, получается в частных случаях известные упрощенные выражения передаточной функции регулекса.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D.K. 621.313.36

ÜBER DIE WIRK- UND BLINDLEISTUNGSÜBERTRAGUNG IM SELBSTERREGTEN DREHSTROMSTROMWENDERGENERATOR *)

VON

IOSIF BERGMAN

1. Vorwort

Die in der Literatur [1] ... [3] studierte Selbsterregungserscheinung der Drehstromstromwendermaschine kann zur Ausführung von Drehstromstromwendergeneratoren benützt werden.

Der mit konstanter Drehzahl angetriebene selbsterregte Drehstromstromwendergenerator kann als Quelle von Spannungen veränderlicher Frequenz arbeiten. Das theoretische und erfahrunsmässige Studium dieses Generators und dessen Anwendungsmöglichkeit zur Speisung frequenzgesteuerter Asynchronmotoren wurde vom Verfasser in [4] ... [7], durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit werden einige Eigenschaften des selbsterregten Drehstromstromwendergenerators mit Hilfe dessen Leistungsbilanzes, besprochen.

2. Der Scheinleistungsbilanz

Der selbsterregte Drehstromstromwendergenerator ist aus einem mit Dreiphasenwicklung vorgesehenen Ständer (S) und einem Gleichstromanker als Läufer (R) gegliedert. Zu den Ständerklemmen sind die Primärwicklung des Zwischentransformators (T), der durch den Bürsten (3 je Polpaar) den Läufer speist, und der Lastwiderstand Z_d, geschaltet.

Das vereinfachte Ersatzschaltbild dieses Generators wurde in [4] und [5] abgeleitet. Die diesem Ersatzschaltbild entsprechenden Spannungsgleichungen, falls man mit sinusformigem Verlauf der Spannungen und Ströme rechnet, sind die folgenden:

*) Mittgeteilt an der wissenschaftlichen Tagung der Technischen Hochschule, Jassy, den 2—4. Juli 1970.

a) für den Primärkreis

$$\underline{E}_1 + \underline{E}_{1_t} = [r_1 + r_s + \mathrm{j}(x_{1_s} + x_s)]\,\underline{I}_1 + (r_{1_t} + \mathrm{j}x_{1_t})\,\underline{I}_{1_t}; \tag{1}$$

b)für den Sekundärkreis

$$\underline{E}_2 + \underline{E}_{2_t} = (r_2 + \mathrm{j}x_{2_s})\,\underline{I}_2 + (r_{2_t} + \mathrm{j}x_{2_t})\,\underline{I}_2; \tag{2}$$

c) für den vereinfachten Ersatzschaltbild

$$\underline{E}_1 - \underline{E}'_2 = [r_1 + r_s + \mathrm{j}(x_{1_s} + x_s)]\,\underline{I}_1 + (r_{1_t} + \mathrm{j}x_{1_t})\,\underline{I}_{1_t} + [r_2 + r_{2_t} + \mathrm{j}(x_{2_s} + x_{2_t})]\,K_t^2\,\underline{I}_{1_t} \tag{3}$$

und

$$\underline{E}'_2 + (r_{1_t} + \mathrm{j}x_{1_t})\,\underline{I}_{1_t} + [r_2 + r_{2_t} + \mathrm{j}(x_{2_s} + x_{2_t})]\,K_t^2\,\underline{I}_{1_t} - Z_d\,\underline{I}_d = 0. \tag{4}$$

Die Gleichung der im Ständerkreis fliessenden Ströme ist:

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_{1_t} + \underline{I}_d, \tag{5}$$

und die E.M.K. $\underline{E}_1$ und $\underline{E}'_2$ können volgender Weise ausgedrückt werden:

$$\underline{E}_1 = -\mathrm{j}x_1(\underline{I}_1 + K\underline{I}_{1_t}\,\varepsilon^{\mathrm{j}\alpha}) \quad \text{und} \quad \underline{E}'_2 = \mathrm{j}sx_1(K^2\underline{I}_{1_t} + K\underline{I}_1\,\varepsilon^{\mathrm{j}\alpha}). \tag{6}$$

Um den Ausdruck des Leistungsbilanzes erziehlen zu können werden die Gleichungen (3) und (4) mit den konjugierten Phasoren der Ströme $\underline{I}_1^*$ bzw. $\underline{I}_d^*$ multipliziert und unter Berücksichtigung von

$$\underline{I}_1^* = \underline{I}_{1_t}^* + \underline{I}_d^* \tag{8}$$

wird die Gleichung (4) von (3) subtrahiert. Also erziehlt man:

$$\underline{E}_1\underline{I}_1^* - \underline{E}'_2\underline{I}_{1_t}^* = [r_1 + r_s + \mathrm{j}(x_{1_s} + x_s)]\,\underline{I}_1^2 + (r_{1_t} + \mathrm{j}x_{1_t})\,\underline{I}_{1_t}^2 + [r_2 + r_{2_t} + \mathrm{j}(x_{2_s} + x_{2_t})]\,K_t^2\,\underline{I}_{1_t}^2 + \underline{Z}_d\underline{I}_d^2. \tag{9}$$

3. Der Wirkleistungsbilanz

Der reelle Teil des Ausdruckes (9) stellt den Wirkleistungsbilanz dar:

$$\mathcal{R}e(E_1\underline{I}_1^*) - \mathcal{R}e(\underline{E}'_2\underline{I}_{1_t}^*) = r_1 I_1^2 + [r_{1_t} + K_t^2(r_2 + r_{2_t})]\,I_{1_t}^2 + r_s I_1^2 + r_d I_d^2. \tag{10}$$

Die Kupferverluste der Generator- und Transformatorwicklungen sind laut den vereinfachten Ersatzschaltbild die Folgenden:

$$p_{Ku} = r_1 I_1^2 + [r_{1_t} + K_t^2(r_2 + r_{2_t})]\,I_{1_t}^2. \tag{11}$$

Die von den in Reihe und in Parallel geschalteten Lastscheinwiderstände verzehrten Wirkleistungen sind:

(12) $$P_s = r_s I_1^2 \qquad \text{und} \qquad (13) \qquad P_d = r_d I_d^2.$$

Mit Hinsicht auf den Gleichungen (6) ... (8) kann die erzeugte Wirkleistung folgender Weise ausgedrückt werden:

(14) $$P_{1g} = P_1' - P_1'',$$

wo

15) $$P_1' = \mathcal{R}e(\underline{E}_1 \underline{I}_1^*) = I_{1t}^2 x_1 K \sin\alpha + \mathcal{R}e\,(\underline{I}_{1t} \underline{I}_d^*) x_1 K \sin\alpha$$

und

(16) $$P_1'' = \mathcal{R}e(\underline{E}_1' \underline{I}_{2t}^*) = I_1^2 s x_1 K \sin\alpha - \mathcal{R}e\,(\underline{I}_1 \underline{I}_d^*)\, s x_1 K \sin\alpha.$$

Der Wirkleistungsbilanz wird also folgender Weise ausgedrückt:

(17) $$P_{1g} = p_{Ku} + P_s + P_d.$$

Das linke Glied der Gleichung (17) stellt die vom selbsterregten Drehstromgenerator erzeugte Wirkleistung, die die Kupferverluste in dessen Kreisen und die von den in Reihe und in Parallel geschalteten Lasten verzehrten Wirkleistungen deckt, dar.

Die vom Generator erzeugte Leistung P_{1g} ist, laut (14), von der Differenz der durch den Gleichungen (15) und (16) ausgedrückten, zusammen gegliedert.

Aus der Theorie der Drehstromstromwendergeneratoren ist bekannt, das die elektrische Leistung weder auf elektromagnetischen Wege durch den Luftspalt, oder auf elektrischem Wege durch den Bürsten — Stromwendersystem, vom Ständer im Läuferkreis und zurück übergehen kann.

Die durch die Gleichung (15) ausgedrückte, vom Schlupf unabhängige Leistung P_1' wird durch den Luftspalt, auf elektromagnetischem Wege vom Läufer im Ständer übertragen. Um die Gleichung (17) erfüllen zu können muss P_{1g} pozitiv sein, also der Bürstenverdrehwinkel darf nur zwischen 0 und 180° el. im Drehsinn des Drehfeldes und also des Läufers, verschoben werden. Diese Tatsache wurde auch anders wie in [4] und [6] für den leerlaufenden Generator, bewiesen. Die beiden Glieder die den Ausdruck der Leistung P_1' (15) bilden, sind positiv für $\alpha \in [0°, 180°]$. Falls der Primärstrom des Transformators I_{1t} sich nicht zu stark vermindert wird das zweite Glied der Gleichung (15) zugleich mit den Laststrom grösser.

Die Leistung P_1'' (16) hängt vom Schlupf ab und ist im Ausdruck der erzeugten Leistung (14) negativ, also wird sie durch den Bürsten — Stromwendersystem vom Ständer zum Läufer übergetragen. Die zwei Glieder des Ausdruckes der Leistung P_1'' haben verschiedene Vorzeichen. Das ne-

gative Glied der Gleichung (16) wächst zugleich mit den Laststrom I_d, an. Falls $I_1^2 - \mathcal{R}e\,(\underline{I}_1 \underline{I}_d^*) < 0$ also

$$I_d > \frac{I_1}{\cos(\varphi_1 - \varphi_d)}, \tag{18}$$

tauscht die Leistung P_1'' ihren Vorzeichen; an statt sie eine „verbrauchte" Leistung, die vom Ständer im Läufer durch den Bürsten— Stromwendersystem fliesst, wird sie eine „.erzeugte" Leistung die zur Speisung des in Parallel zum Primärkreis geschalteten Widerstandes $\underline{Z}_d$ beiführt, darstellen.

Damit die Ungleichheit (18) für die mindeste Differenz zwischen I_d und I_1 gültig sein soll muss $\cos(\varphi_1 - \varphi_d)$ sich zu 1 nähern.

Wie aus [4] und [5] ersichtlich ist, werden kleine Ströme I_1 für α um so näher zu Null desto K kleiner ist, erziehlt.

Der Wirkungsgrad des Generators wird natürlich grösser sein falls die Ungleichung (18) gültig ist. Laut Erfahrung gescheht das nur wenn der Generator in der Nähe der Entregungsgrenze arbeitet.

Natürlich muss der Antriebemotor ausser der Leistung P_{1g} die mechanischen, die im Eisen und die zusätzlichen Verluste des Generators (p_m, p_{Fe} und p_{supl}), die bei der Erläuterung des Ersatzschaltbildes nicht im Betracht genommen wurden, erzeugen.

Der Wirkungsgrad des Generators der die in Reihe und in Parallel geschalteten Lastwiderstände speist, ist:

$$\eta = \frac{P_d + P_s}{P_{1g} + p_m + p_{Fe} + p_{supl}}. \tag{19}$$

Die Verluste im Eisen des Transformators und des Ständers des Generators sind von der Frequenz abhängig, während die im Läufer erscheinenden es auch vom Schlupf sind.

Beim Leerlauf ($\underline{I}_d = 0$, $r_s = 0$, $\underline{I}_1 = \underline{I}_{1l}$) ist der Wirkleistungsbilanz

$$P_{10} = p_u^K, \tag{20}$$

wo

$$P_{10} = (1 - s)x_1 K I_1^2 \sin\alpha = 2\pi p n L_1 K I_1^2 \sin\alpha, \tag{21}$$

wenn mann vor Augen hat das:

$$s = \frac{f - pn}{f} \quad \text{und} \tag{22}$$

$$x_1 = 2\pi f L_1. \tag{23}$$

Aus den Ausdrücken (20) und (21) ist das die beim Leerlauf erzeugte Leistung (P_{10}) proportional zu n, $\sin\alpha$, L_1 und K ist und das diese zur Deckung der Kupferverluste verbraucht wird, ersichtlich.

Die Tatsache das der selbsterregte Generator Wirkleistung durch den Luftspalt und durch den Bürsten— Stromwendersystem an der in Parallel geschalteten Last liefern kann, wurde in [4] erfahrungsmässig geprüft.

4. Die im Leerlauf erscheinende Phasenverschiebung zwischen den E.M.K-ten und den Strom

Die Erforschung der Blindleistungsübertragung im selbsterregten Drehstromstromwendergenerator wird mit der Bestimmung des Phasenwinkels der E.M.K. $\underline{E}_1$ und $\underline{E}_2'$ in Vergleich zu $\underline{I}_1$, begonnen.

Beim Leerlauf $(\underline{I}_{1t} = \underline{I}_1,\ I_d = 0,\ \underline{Z}_s = 0)$ werden die Gleichungen (6) und (7):

$$\underline{E}_1 = x_1 K \underline{I}_1 \sin\alpha - \mathrm{j}x_1 \underline{I}_1 (1 + K\cos\alpha) \tag{24}$$

und

$$\underline{E}_2' = sx_1 K \underline{I}_1 \sin\alpha + \mathrm{j}sx_1 K \underline{I}_1 (K + \cos\alpha). \tag{25}$$

Der Phasor der E.M.K. $\underline{E}_2'$ (25) die im Läufer vom selbsterregten Drehfeld induziert wird eilt, falls

$$K > -\cos\alpha, \tag{26}$$

also für allen Werten von K und α für welchen in unserem Fall die Selbsterregung praktisch möglich ist, diesen des Stromes vor. Aus den in [4] ... [6] erläuterten Ausdruck der Frequenz der in der selbsterregten Maschine erscheinenden Ströme:

$$f = pn \frac{K(K + \cos\alpha)}{1 + 2K\cos\alpha + K^2} \tag{27}$$

folgt das für $K = -\cos\alpha$ bei Selbsterregung Gleichstrom erscheinen muss $(f = 0)$. Aber im mit Zwischentransformator vorgesehenen Generator, kann der selbsterregte Gleichstrom nicht fliessen. Falls die Ungleichheit (26) gültig ist, ist der Strom I_1 induktiv im Vergleich zur im Läufer induzierten E.M.K. $\underline{E}_2'$, also wird der Läufer sich wie ein Kondensator zu den anderen Elementen des Schaltbildes verhalten. Folglich ist die den Generator und der Last nötige Wirk- und Blindleistung durch die Drehung des Läufers erzeugt.

Wie aus der Gleichung (24) folgt, sind die Phasoren der E.M.K. $\underline{E}_1$ und des Stromes $\underline{I}_1$ Phasengleich für:

$$K = -\frac{1}{\cos\alpha}. \tag{28}$$

Diese Bedingung kann nur für $K > 1$ und $\alpha > 90°$ erfüllt werden. Wie aus Gleichung (27) folgt, ist in diesem Fall die Frequenz $f = pn$.

Die E.M.K. $\underline{E}_1$ eilt den Strom $\underline{I}_1$ nach, für:

$$K > -\frac{1}{\cos\alpha}, \tag{29}$$

also der Ständer wirkt wie eine Induktivität auf den anderen Elementen des Schaltbildes. Dieser Zustand besteht für einen um so grösseren Werteskala von $\alpha \in [0°, 180°]$, desto K kleiner ist und entspricht zu $f < pn$. Die vom Ständer benötigte Blindleistung wird ihm auf elektrischem Wege durch den Bürsten — Stromwendersystem zugeführt werden.

Endlich wird für:

$$K < -\frac{1}{\cos\alpha} \tag{30}$$

der Phasor der E.M.K. $\underline{E}_1$ dem des Stromes $\underline{I}_1$ voreilen und der Ständer wird sich wie ein Kondensator im Vergleich zu den anderen Elementen des Schaltbildes verhalten. In diesen Fall wird der Läufer zugleich mit der Wirkleistung auch die dem Ständer und dem Transformator nötige Blindleistung durch den Luftspalt liefern. Die Ungleichheit (30) ist nur für $K \geqslant 1$ und $\alpha > 90°$ erfüllt und entspricht für $f > pn$.

Die durch der Drehung des Läufers erzeugte Blindleistung wird also den Ständer durch den Bürsten — Stromwendersystem für $f < pn$ und durch den Luftspalt für $f > pn$, geliefert.

Der Phasenwinkel ψ_1 zwischen der E.M.K. $\underline{E}_1$ und den Strom $\underline{I}_1$, kann folgender Weise ausgedrückt werden:

$$\cos\psi_1 = \frac{K}{\sqrt{1 + 2K\cos\alpha + K^2}}. \tag{31}$$

Die Analyse dieses Ausdruckes führt natürlich zu den selben Schlüssen.

Durch Vernachlässigung der Spannungsabfälle an den Wirk- und Streublindwiderständen des Ständers kann man mit $\cos\varphi_1 = \cos\psi_1$ rechnen.

Falls in Parallel vom Primärkreis nur eine Wirklast ($\varphi_d = 0$) gespeist wird, wird die Ungleichheit (18) für die kleinste Differenz zwischen $\underline{I}_1$ und $\underline{I}_d$, falls $\cos\psi_1 = 1$ also $K = -1/\cos\alpha$ erfüllt werden. Beim Generator auf dem das in [4] ... [7] dargestellte Studium durchgeführt wurde erreicht der Strom $\underline{I}_1$ in diesem Fall grosse Werte.

Erfahrungsmässig wurde, das der Zwischentransformator seinen Magnetisierungsstrom entweder Primär- oder Sekundärseitig erziehlen kann, bemerkt. Diese Erscheinung wird in einer folgenden Arbeit theoretisch erforscht werden.

5. Der Blindleistungsbilanz

Der imaginäre Teil des Ausdruckes (9) stellt den Blindleistungsbilanz dar:

$$(32) \qquad \Im m(\underline{E}_1 \underline{I}_1^*) - \Im m(\underline{E}_2^* \underline{I}_{1t}^*) = (x_{1s} + x_s)\underline{I}_1^2 + [x_{1t} + K_t^2(x_{2s} + x_{2t})]\, I_{1t}^2 + x_d I_d^2,$$

wo man mit

$$(33) \qquad Q_1' = \Im m\,(\underline{E}_1 \underline{I}_1^*) = -x_1 I_1^2 - x_1 K \cos\alpha\, [I_{1t}^2 + I_{1t} I_d \sin(\varphi_{1t} - \varphi_d)],$$

und

$$(34) \qquad Q_1'' = \Im m\,(\underline{E}_2' \underline{I}_{1t}^*) = sx_1 K^2 I_{1t}^2 + sx_1 K \cos\alpha\, [I_1^2 - I_1 I_d \sin(\varphi_1 - \varphi_d)]$$

die Blindleistungen des Ständers und des Läufers bezeichnet.

Die im vorigen Abschnitt, für den leerlaufenden Generator erziehlten Schlüsse sind von den hier dargestellten Gleichungen, bestätigt.

Beim Betrieb des Generators mit einen in Parallel zum Primärkreis geschalteten induktiven Blindwiderstand wird Q_1' kleiner und Q_1'' grösser, was zur Verkleinerung des linken Gliedes der Gleichung (32) führt. Für grösseren Werten von I_d und φ_d kann der Generator die nötige Blindleistung nicht versorgen; also kommt es zu dessen Entregung.

Falls die in Parallel geschaltete Last ein Kondensator ist ($\varphi_d < 0$), wird Q_1' grösser und Q_1'' kleiner, also der Generator wird auch für grossen Werten von I_d und φ_d selbsterregt bleiben und mit kleinen Spannungsabfall arbeiten. Diese Tatsachen wurden Erfahrungsmässig in [4] bemerkt. Natürlich werden die in Reihe un Parallel geschalteten Kondensatoren auch die von den Streublindwiderständen des Generators und des Transformators verzehrte Blindleistung kompensieren.

6. Über den Schlupf des selbsterregten Drehstromstromwendergenerators

Wie bekannt ist, kann der Schlupf s, der die relative Drehzahl zwischen der Läuferwicklung und den resultierenden Fluss darstellt, die Betriebszustände der Wechselstrommaschinen mit oder ohne Stromwender bestimmen.

Weil die Drehzahl des selbsterregten Drehstromstromwendergenerators konstant bleibt, hängen Wert und Zeichen des Schlupfes s, nur von der Frequenz ab.

Bei der Bestimmung der Spannungsgleichung des Generators wurde mit den Absolutwert des Schlupfes gerechnet, um ständig die Gegenwirkung der im Ständer und im Läufer des Generators erscheinenden E.M.K. (Gl. (3)) zu gewährleisten. Also kann das Vorzeichen des Schlupfes keinen

Einfluss auf die Werte und Zeichen der Wirk- und Blindleistungen die in der Maschine verkehren, haben. Die Gl. (21) und die Erfahrung bestätigen diese Tatsache damit das die vom Generator gelieferte Wirk- und Blindleistungen von der Rotations E.M.K. erzeugt werden. Falls s negativ im selben Sinn wie bei andere Drehstromstromwendermaschinen, gerechnet werden soll, würde vom Leistungsbilanz die Möglichkeit das die Wirkleistung vom Läufer im Ständer durch den Luftspalt und zugleich auch durch den Bürsten—Stromwendersystem fliessen soll, erscheinen. Diese Tat widerspricht aber das physische Prinzip des Verkehrs der Leistungen in den elektrischen Kreisen und die Erfahrung.

Bei kleinen Frequenzen (negativer Schlupf) ist der Hauptwiderstand des Ständers x_1 und also die durch den Luftspalt dem Ständer gelieferte Leistung P_1' klein. Weil mit der Vergrösserung der Frequenz und also der Verkleinerung des Schlupfes die Leistung P_1' und die Differenz $P_1' - P_1''$ grösser werden, müssen die im Generator und im Transformator auftretenden Kupferverluste anwachsen.

Für die positiven Werte von s ist die Frequenz gross und die Spannungen und die in den Kreisen des Generators fliessenden Ströme werden grössere Werte haben.

Ähnliche Schlüsse auch für die Blindleistungen erziehlt werden.

7. Schlussfolgerungen

1. Die vom Läufer des selbsterregten Generators erzeugte Wirkleistung geht durch den Luftspalt im Ständer und von dort durch den Bürsten—Stromwendersystem zurück im Läufer. Diese wird gemäss den hier erläuterten Wirkleistungsbilanz, im Leerlauf, die in den Wicklungen des Generators und des Transformators erscheinenden Kupferverluste, decken.

2. Die von einer in Parallel geschalteten Last benötigte Wirkleistung kann, falls die Ungleichheit (18) gültig ist, gleichzeitig vom Ständer und vom Läufer geliefert werden.

3. Die Ständerwicklung wirkt auf den anderen Elementen des Schaltbildes wie eine Induktanz bei $f < pn$ und wie ein Kondensator bei $f > pn$.

4. Dadurch das die bei Blindlast im Generator erzeugte Blindleistung sich verkleinert, ist die Neigung zur Entregung diesmal grösser.

5. Es werden Bemerkungen über die Bedeutung des Schlupfes des selbsterregten Drehstromstromwendergenerators gemacht.

6. Die hier dargestellten theoretischen Schlussfolgerungen bestätigen die in [4] erfahrungsmässig erziehlten.

Bedeutung der wichtigsten Formelzeichen

$\underline{E}_1$, $\underline{E}_2$, $\underline{E}'_2$ —die vom Drehfeld in einer Phase der Ständer- und Läuferwicklung induzierten E.M.K. bzw. die auf die Ständerseite umgerechnete, E_{1t}, E_{2t} —E.M.K. in einer Phase der Primär- und Sekundärwicklung des Zwischentransformators, f—Frequenz, $\underline{I}_1$, $\underline{I}_2$, $\underline{I}_{1t}$, $\underline{I}_d$ —Phasenstrom in der Ständer- und Läuferwicklung bzw. in der Primärwicklung des Transformators und in der in Parallel geschalteten Last, $\underline{I}_1^*$, $\underline{I}_{1t}^*$, $\underline{I}_d^*$—konjugierte Phasoren der Ströme, $j = \sqrt{-1}$, K—sämtliches Übersetzungsverhältnis des Generators und des Transformators, K_t —Überzetzungsverhältnis des Transformators, L_1—Hauptinducktivität der Ständerwicklung je Phase, n—Drehzahl, [U/sec.], p — Polpaarzahl, p_{ku} — sämtliche Kupferverluste je Phase des Ersatzschaltbildes, P_s, P_d — die von den in Reihe bzw. in Parallel geschalteten Lasten verzehrten Wirkleistungen, P_{1g} — die erzeugte Wirkleistung und P'_1, P''_1 ihre Komponenten, Q'_1, Q''_1 — Komponenten der erzeugten Blindleistung, r_1, r_2, r_{1t} r_{2t}, r_s—Wirkwiderstände je Phase der Ständer- und Läuferwicklung des Generators, der Primär- und Sekundärwicklung des Transformators, bzw. der in Reihe zum Ständer geschalteten Last, s — Schlupf, x_{1s}, x_{2s}, x_{1t}, x_{2t}— Streublindwiderstände der Ständer- und Läuferwicklung des Generators bzw. der Primär- und Sekundärwicklung des Transformators, x_s—Blindwiderstand der im Primärkreis in Reihe geschalteten Last, $\underline{Z}_d$— Scheinwiderstand der in Parallel geschalteten Last, α—Bürstenverdrehwinkel, ε=2,718..., φ_1 φ_d — Phasenwinkel des Primär- bzw. des Laststromes.

Eingegangen am 10. Februar 1970

Technische Hochschule, Jassy,
Lehrstuhl für elektrische Maschinen

LITERATURVERZEICHNIS

1. Richter R., *Elektrische Maschinen.* Bd. V, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1950.
2. Bödefeld Th., Sequenz H., *Elektriscke Maschinen.* Springer Verlag, Wien-New York, 1965.
3. Michael W., *Theorie der Wechselstrommaschinen in vektorieller Darstellung.* B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin, 1937.
4. Bergman I., *Cu privire la posibilitatea utilizării generatorului trifazat cu colector autoexcitat la acționarea electrică reglabilă cu comanda prin frecvență.* Diss., Inst. polit. Iași, 1967.
5. Bergman I., *Considerații teoretice asupra generatorului trifazat cu colector autoexcitat.* Bul. Inst. polit. Iași, **XI(XV)**, *1—2*, 261—274 (1965).
6. Bergman I.. *Über die Erscheinungsmöglichkeit der Selbsterregung einer Drehstromstromwendermaschine.* Bul. Inst. polit. Iași, **XIII(XVII)**, *3—4*, 391—402 (1967).
7. Bergman I., *Betrachtungen über den elektrischen Antrieb mit einer von einen selbsterregten Drehstromstromwendergenerator gespeisten Asynchronmotor.* Bul. Inst. polit. Iași, **XIV(XVIII)**, *1—2*, 409—416 (1968).

CU PRIVIRE LA PROBLEMA CIRCULAȚIEI PUTERILOR ACTIVE ȘI REACTIVE ÎN GENERATORUL TRIFAZAT CU COLECTOR AUTOEXCITAT

(Rezumat)

Din bilanțurile de puteri aparente, active și reactive, prezentate în lucrare, rezultă o serie de particularități privind circulația puterilor în generatorul trifazat cu colector autoexcitat. Se demonstrează faptul că sensul de circulație a puterilor în generator depinde de parametrii acestuia precum și de natura și mărimea sarcinii. Se fac unele observații privind semnificația noțiunii de alunecare la acest generator.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.D. 621.318.423 ; 621.316.1

SUR L'UTILISATION DES RÉACTEURS RÉGLABLES EN VUE D'AMÉLIORER LA QUALITÉ DE LA TENSION DANS LES RÉSEAUX DE DISTRIBUTION *)

PAR

AL. POEATĂ, GH. CÎRȚINĂ et VIRGIL ALEXANDRESCU

1. Introduction

Parmi les problèmes se rapportant à la qualité de l'énergie électrique, celui du réglage de la tension continue à rester l'un des plus importants pour l'étude de la construction, aussi bien que pour l'exploitation des réseaux électriques. Par le réglage de la tension on vise à livrer aux consommateurs de l'énergie à une tension aussi constante que possible vu que les écarts de la valeur nominale exercent des effets négatifs sur le fonctionnement des réseaux et des consommateurs. Les exigences envers la qualité de la tension augmentant toujours, de nouveaux systèmes de réglage ont fait leur apparition (transformateurs à préaimantation, transformateurs à plots pour les réseaux à basse tension, etc.).

On exprime, d'habitude, l'indice de la qualité de la tension dans un réseau de distribution par l'écart maximum de la tension par rapport à la tension nominale. Tout récemment on considère dans la littérature de spécialité [1], [2] que cet indice n'est pas suffisant et on propose l'utilisation des indices intégraux à savoir :

a) la valeur moyenne de l'écart de la tension :

$$\overline{\Delta U} = \frac{1}{T}\int_0^T (U - U_n)\mathrm{d}t ;$$

b) l'irrégularité de la tension :

$$I = \overline{\Delta U^2} = \frac{1}{T}\int_0^T (U - U_n)^2\,\mathrm{d}t ;$$

c) la dispersion :

$$\sigma^2 = I - \overline{(\Delta U)^2}$$

*) Présentée à lors de la session scientifique de l'Institut Polytechnique, Cluj, 22—24 décembre 1969.

C'est l'irrégularité qui y présente la plus grande importance: sa valeur est en raison directe des dégâts produits aux consommateurs. La valeur moyenne et la dispersion nous donnent des indications quant à l'opportunité d'employer les différents moyens de réglage. Si, par exemple, la dispersion a des valeurs élevées, un moyen de réglage continu est recommandable (réglage des transformateurs en charge, batteries de condensateurs réglables).

Parmi les moyens de réglage que la littérature vient de proposer on compte aussi celui des réacteurs réglables [3]. Ce système est surtout recommandable lorsqu'on emploie des réacteurs en vue de limiter les courants de court-circuit. Nous nous proposons, dans ce travail-ci, d'analyser les aspects suivants liés à l'utilisation de ce système de réglage: efficience du réglage au point de vue des critères intégraux de qualité de la tension, commande du réacteur, réglage des circuits à charges inégales sur phase.

2. Résultats expérimentaux

Le système de réglage ci-dessus mentionné est appliquable en principe aux réseaux de distribution à moyenne tension, alimentées par des transformateurs réglables et présentant des diagrammes de charge différents pour chaque feeder (fig. 1). À l'aide du transformateur de la station d'abaisse-

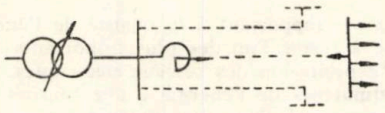


Fig. 1

ment on effectue le réglage centralisé de la tension sur les barres de moyenne tension, selon la charge simultanée de tout le réseau. Ce réglage n'est pas suffisant si les graphiques de charge des consommateurs sont différents. Dans ce cas on propose l'utilisation, sur les feeders de départ vers les charges, en dehors du réglage centralisé, d'une installation de réglage locale (individuelle). C'est, dans ce cas-ci, un réacteur réglable. Si l'on emploi les critères intégraux dans ce procédé de réglage il résulte que, pour réduire d'une façon plus facile le degré d'irrégularité de la tension à une valeur minima (valeur zéro dans le cas idéal), il convient de ne pas effectuer le réglage centralisé selon le principe du réglage en sens contraire, mais d'assurer le maintien d'une tension élevée $U_n + 5\% U_n$, constante, sur les barres de moyenne tension de la station. Dans ces conditions le réacteur devra avoir, en régime de charge maxima, une reactance minima $X_{r\min}$, et au fur et à mesure que la charge baissera la réactance devra augmenter jusqu'à sa valeur maxima $X_{r\max}$, correspondant à la charge minima.

La réactance variable a été obtenue par l'emploi d'une bobine à noyau de fer commandée en courant continu.

L'étude a été effectuée sur un modèle réalisé en laboratoire, simulant le réseau représenté dans la fig. 2. Les barres du consommateur sont alimentées de la station par des feeders $2\times3\times95\,mm^2$ Al. La charge est variable entre les limites 200 et 1 000 kW et le facteur de puissance entre 0,7 et 0,9.

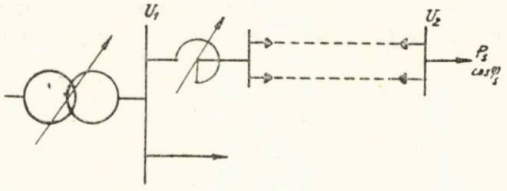


Fig. 2

Fig. 3

En considérant la tension $U_1 = 6{,}3\,kV$ dans tous les régimes, on poursuit un réglage où l'on obtient une tension aussi proche que possible de la valeur 6 kV, de sorte que l'irrégularité de la tension sur les barres du consommateur soit très proche de la valeur zéro. On a réalisé le réacteur de telle manière que la réactance $X_{r\min}$ corresponde à la valeur nécessaire pour limiter le courant de court-circuit et que la valeur $X_{r\max}$ satisfasse les conditions de réglage mentionnées ci-dessus.

En l'absence du réacteur, pour un graphique de charge fréquemment rencontré (fig. 3), on obtient, aux différentes valeurs du facteur de puissance, les degrés d'irrégularité suivants: a) pour $\cos\varphi = 0{,}7$, $I = 7{,}4(\%)^2$, b) pour $\cos\varphi = 0{,}85$, $I = 7{,}8(\%)^2$, c) pour $\cos\varphi = 0{,}8$, $I = 7{,}5(\%)^2$, d) pour $\cos\varphi = 0{,}9$, $I = 9{,}2(\%)^2$.

On a analysé sur modèle la dépendance entre les courants de commande et les courants de charge, aux différentes valeurs de $\cos\varphi$, à condition que $I(\%)^2 = 0$. Les résultats obtenus sont représentés sur la fig. 4. On observe que pour les charges inférieures à environ 50% de la charge maxima, la variation $i_c = f(I)$ est aproximativement linéaire. Pour des charges plus grandes, le courant de commande augmente d'une manière non-linéaire par rapport à la charge et d'autant plus fortement que $\cos\varphi$ est plus grand.

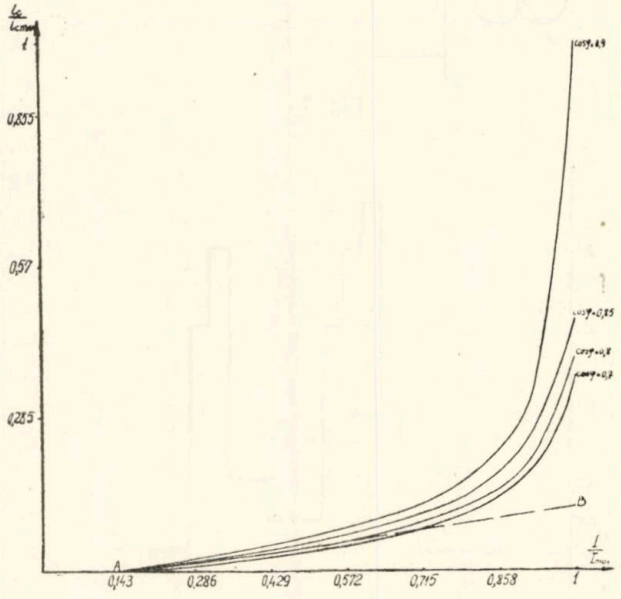


Fig. 4

On a tracé pour $\cos\varphi = 0{,}7\,;\ 0{,}8\,;\ 0{,}85\,;\ 0{,}9$ les variations de la tension U_2 en fonction du courant de charge, pour différentes valeurs du courant de commande. Dans la fig. 5 sont représentés ces graphiques seulement pour les limites extrêmes de $\cos\varphi$. On peut observer le fait que pour des charges voisines à celle minima, la tension U_2 dépend relativement peu du courant de commande. En échange, au voisinage de la charge maxima, au dessous d'une certaine valeur du courant de commande ($15 \ldots 20\%\ i_{c\max}$) la tension U_2 varie sensiblement tandis qu'on dessus de cette valeur les variations de la tension U_2 fonction du courant de commande sont très petites.

À partir de ces observations on peut conclure qu'il est possible d'effectuer une commande linéaire qui soit conforme au but proposé, à savoir la réduction du degré d'irrégularité à des valeurs très petites. Au lieu de

commander le réacteur rigoureusement en fonction du courant et du cos φ selon les courbes représentées dans la fig. 4, on peut donc faire l'hypothèse d'une commande linéaire en fonction du courant de charge qui cor-

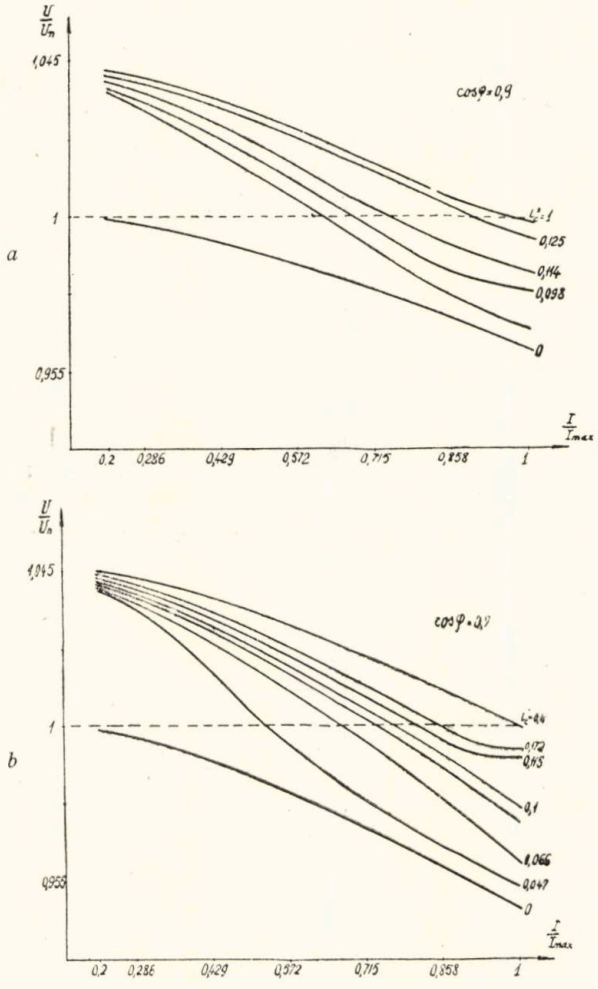


Fig. 5

responde à une valeur moyenne du facteur de puissance (la droite AB, fig. 4). Cette loi de commande sera utilisée quelles que soient les variations du facteur de puissance au consommateur entre les limites indiquées ci-dessus.

Pour vérifier l'efficacité de la commande proposée on a calculé le degré d'irrégularité de la tension pour le graphique de charge représenté

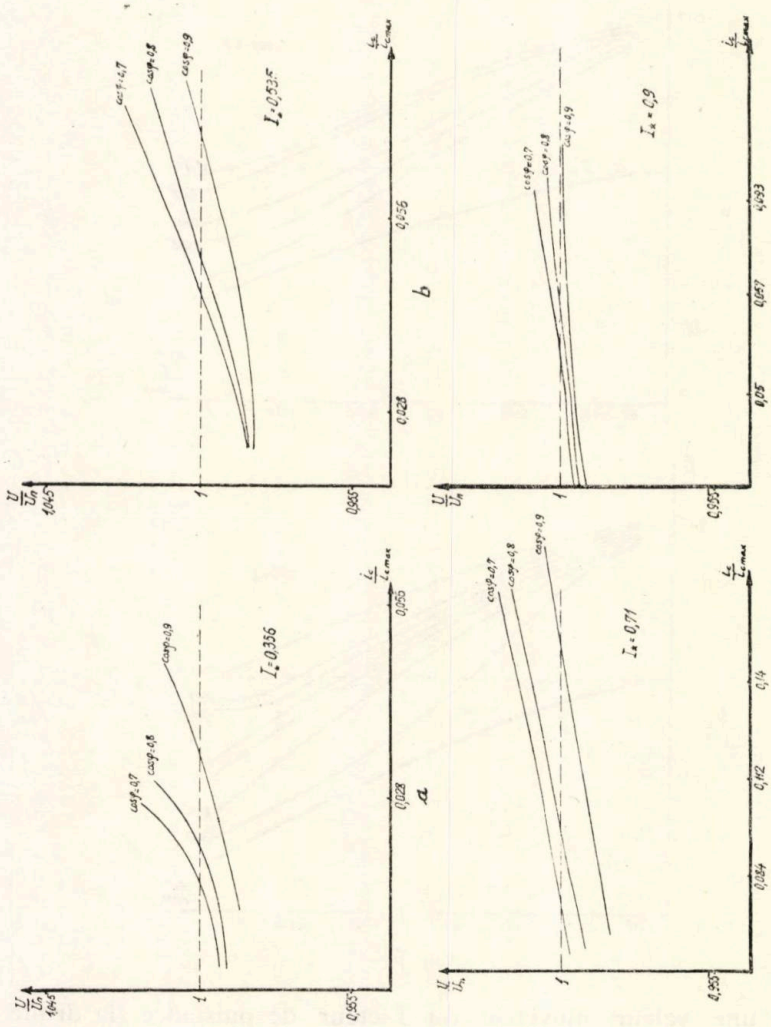


Fig. 6

dans la fig. 3, considéré séparément pour $\cos\varphi = 0{,}7$; 0,8; 0,85; 0,9. Afin d'effectuer ce calcul on a tracé expérimentalement les courbes de variation de la tension U_2 en fonction du courant de commande pour les différentes valeurs du facteur de puissance. À chaque valeur du courant de charge corresponde une famille de courbes. Dans la fig. 6 on a représenté, par exemple, quatre familles de courbes. Ces courbes permettent de déterminer, pour une certaine valeur du courant de charge et du facteur de puissance, la valeur de la tension U_2, lorsque le réacteur est commandé selon la droite AB. On a obtenu les résultats suivants: a) pour $\cos\varphi = 0{,}7$, $I = 0{,}34(\%)^2$, b) pour $\cos\varphi = 0{,}85$, $I = 0{,}46(\%)^2$, c) pour $\cos\varphi = 0{,}8$, $I = 0{,}38(\%)^2$ d) pour $\cos\varphi = 0{,}9$, $I = 0{,}6(\%)^2$.

Il est évident que, par rapport à la situation idéale (où $I(\%)^2 = 0$), les résultats obtenus sont plus que satisfaisants. On peut donc conclure que le réglage du courant de commande selon une loi linéaire en fonction du courant total de charge est tout à fait satisfaisant du point de vue de la qualité de la tension.

On a analysé ensuite, le comportement de l'installation de réglage dans le cas des charges différentes sur les trois phases. On y distingue deux situations: a) les courants totaux (ou les puissances apparentes) ont aproximativement la même valeur sur toutes les phases, mais à des valeurs différentes pour $\cos\varphi$, b) sur les trois phases circulent des courants (puissances apparentes) différents à des valeurs différentes de $\cos\varphi$.

En ce qui concerne le premier cas il résulte clairement de l'analyse des courbes de la fig. 4 et de ce que nous avons mentionné ci-dessus qu'une commande suivant la même loi linéaire sur toutes les phases est satisfaisante. Dans le second cas, il résulte de l'analyse des mêmes courbes qu'il est possible d'employer la même loi de réglage à condition qu'on effectue la commande indépendamment sur chaque phase.

Enfin, du point de vue pratique, il est à remarquer qu'à l'utilisation d'une commande linéaire au lieu d'une commande rigoureuse, hormis le fait que les différences de qualité de la tension sont négligeables, la valeur maxima du courant de commande est d'environ 5...6 fois plus petite, ce qui est très important pour la réalisation d'une système de réglage.

3. Conclusions

a) La commande du réacteur suivant une loi linéaire en fonction du courant de charge permet la réduction, en bonnes conditions, du degré d'irrégularité de la tension sur les barres du consommateur jusqu'à des valeurs très réduites. Le réglage simplifie la réalisation du système de commande.

b) Pour les charges inégales sur phases on peut employer la même loi de réglage linéaire, à commande séparée sur phase ou non, selon le cas.

Reçue le 18 mai 1970

Institut Polytechnique, Jassy,
Chaire d'Énergétique

BIBLIOGRAPHIE

1. Ailleret P., *L'introduction de la mesure dans la notion de la qualité du service d'une distribution et son intérêt au point de vue de la conception des réseaux.* Bull. de la Soc. Fr. des Électr., *61* (1956).
2. Poeată A., Turic L., *Voltmetru statistic pentru analiza calității tensiunii pe bază de criterii integrale.* Présentée à la session scientifique de l'Institut Polytechnique, Jassy, 28—30 septembre 1967.
3. Прима В. М., *К вопросу регулирование напряжения в городских распределительных сетях при помощи токоограничиеающего управляемого реактора.* Изв. ВУЗ, Энергетика, *6* (1967).

ASUPRA UTILIZĂRII REACTORILOR REGLABILI ÎN VEDEREA AMELIORĂRII CALITĂȚII TENSIUNII ÎN REȚELELE DE DISTRIBUȚIE

(Rezumat)

Se prezintă unele aspecte legate de utilizarea reactorului comandat în curent continuu în reglajul tensiunii rețelelor de distribuție. Se arată că folosind o lege liniară de comandă a reactorului în funcție de curentul de sarcină, gradul de iregularitate a tensiunii pe barele consumatorului se menține la valori foarte apropiate de cea optimă. Se trag concluzii în ceea ce privește comanda reactorului în cazul unei rețele de distribuție cu sarcini inegale pe faze.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 1—2, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.Z. 628.94

ASUPRA POSIBILITĂȚII DE TRASARE A CURBELOR IZOLUX CU AJUTORUL CURBELOR IZOCANDELE, PENTRU UN CORP DE ILUMINAT OARECARE*)

DE

LAURIAN PREDA

Iluminarea, în lucși, într-un punct oarecare B din planul S (fig. 1), se determină cu relația [4]:

$$E(x, y, z) = K(x, y, z)\ I(x, y, z), \tag{1}$$

unde: $I(x, y, z)$ — intensitatea luminoasă, în candele, corespunzătoare vectorului intensității luminoase a izvorului de lumină cu direcția spre punctul B;

$$K(x, y, z) = \frac{h(0, 0, z)}{\sqrt{[h^2(0, 0, z) + r^2(x, y, 0)]^3}}, \tag{2}$$

cu: $h(0, 0, z)$ — înălțimea de suspendare, [m], a corpului de iluminat față de planul străzii (S), $r(x, y, 0)$ — distanța, [m], dintre piciorul perpendicularei dusă din centrul corpului de iluminat pe planul străzii (S) și punctul B (AB — fig. 1).

Cunoscînd curbele izocandele trasate pe sfera cu raza de 1 m, în centrul căreia se găsește corpul de iluminat, se pot proiecta, în planul străzii S, ținînd seama de poziția corpului de iluminat [4].

Din relația (1) se constată că dacă sînt trasate curbele izocandele în planul străzii și este cunoscută valoarea coeficientului K se poate determina imediat iluminarea în orice punct al străzii.

Pentru a trasa o curbă izolux în planul străzii trebuie să se determine cît mai multe puncte în care iluminarea are valoarea constantă căutată ($E = \text{const.}$), sau dacă se ține seama de relația (1), punctele în care $KI =$

---

[1]) Comunicată la sesiunea științifică a Institutului politehnic, Cluj, 22—24 decembrie 1969.

$= E =$ const. Deoarece înălțimea de suspendare a corpului de iluminat deasupra străzii nu se modifică ($h =$ const.) iar $K = f(r, h)$, punctele căutate ale curbei izolux vor depinde de I și r. Dacă sînt trasate curbele izocandele în planul străzii [4], deci se cunoaște I, va trebui să se determine valorile r care îndeplinesc condiția de iluminare constantă impusă de curba izolux. Din (1) și (2) rezultă:

$$r = \sqrt{\sqrt[3]{\frac{h^2 I^2}{E^2}} - h^2}.$$

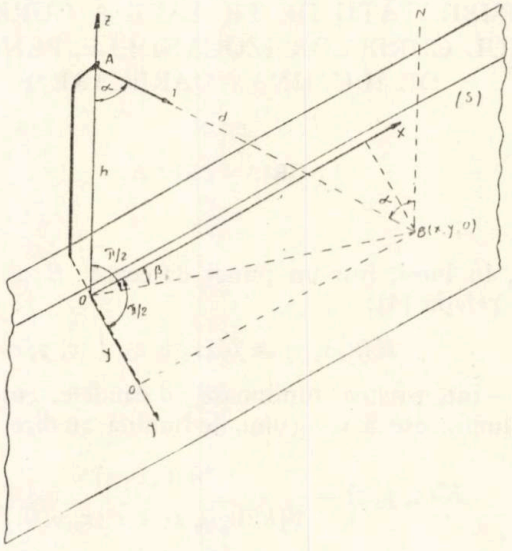


Fig. 1

Deci r (raza cercului cu centrul în O, fig. 1) este perfect determinat. La intersecția curbei izocandele cu cercul de rază r, vor corespunde puncte ale curbei izolux căutate, deci puncte de intersecție ale curbei izolux cu curba izocandelă. Procedînd în același mod cu toate curbele izocandele din plan se vor determina diverse valori pentru r și deci toate punctele de intersecție ale curbei izolux cu curbele izocandele. În acest mod se determină prin puncte curba izolux. Procedeul se repetă pentru toate curbele izolux care urmează a fi determinate. La execuție se ține seama de scară, care trebuie să fie aceeași pentru curbele izocandele, pentru razele cercurilor deci și pentru curbele izolux.

Dacă scara planului și a curbelor izocandele este s, razele cercurilor de trasat pe grafic vor fi $r' = sr$, rezultînd curbele izolux la aceeași scară s.

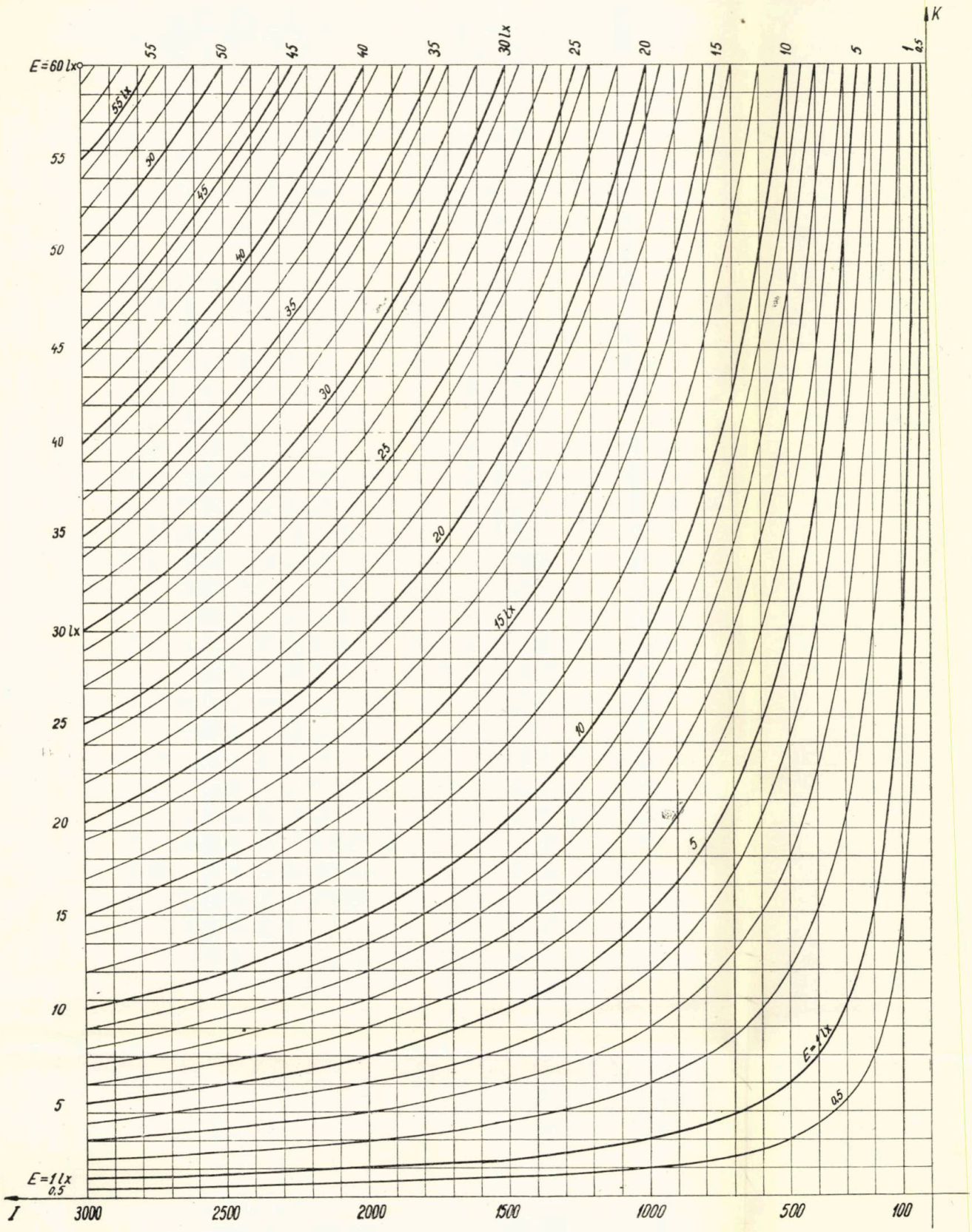

K
55
50
45
40
35
30 lx
25
20
15
10
5
1
0,5
E=60 lx
55 lx
30
45
40
35
30
25
20
15 lx
10
5
E=1 lx
0,5
55
50
45
40
35
30 lx
25
20
15
10
5
E=1 lx
0,5
I
3000
2500
2000
1500
1000
500
100

Fig. 2a

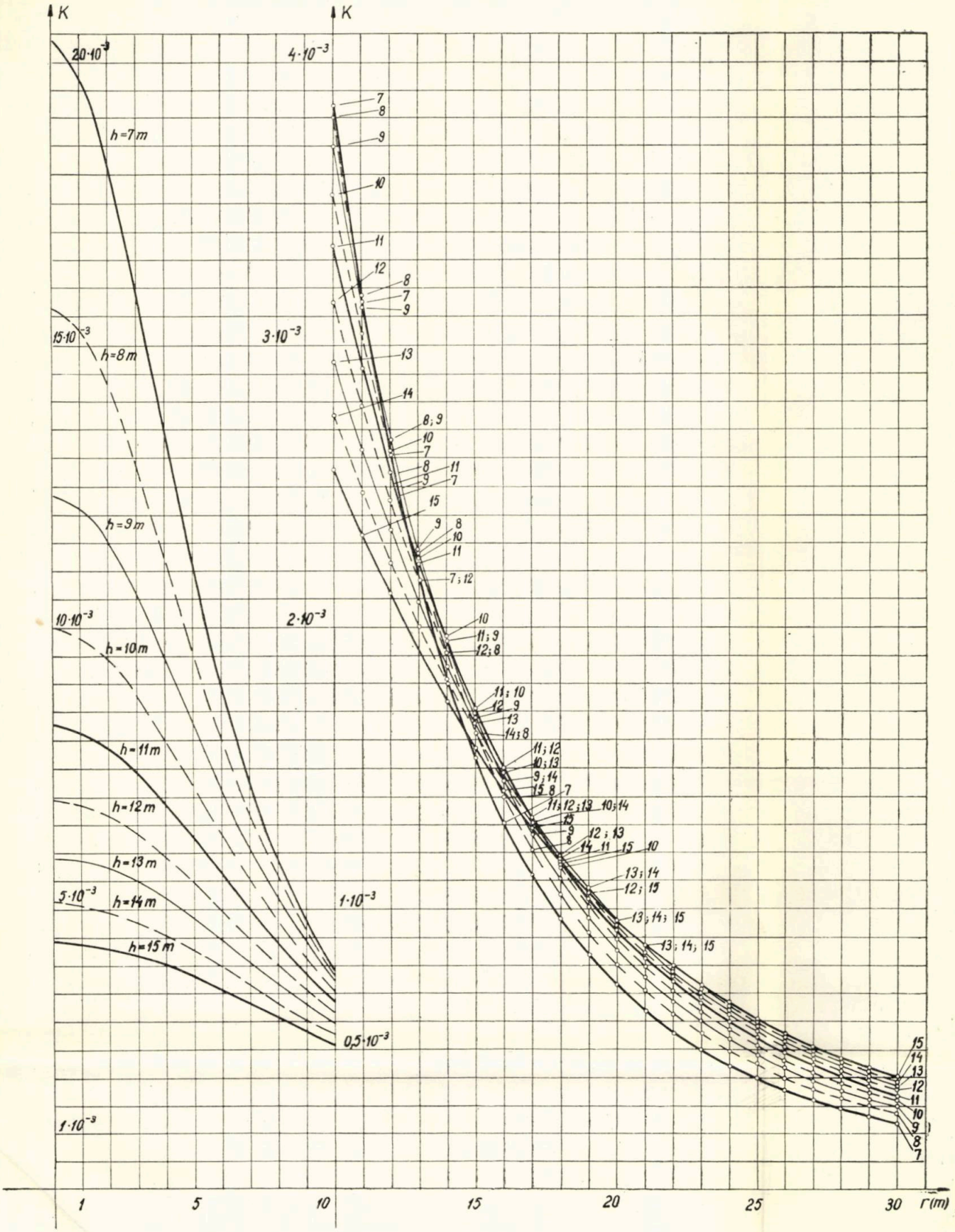

K
K
20·10⁻³
4·10⁻³
h=7m
h=8m
h=9m
h=10m
h=11m
h=12m
h=13m
h=14m
h=15m
15·10⁻³
10·10⁻³
5·10⁻³
1·10⁻³
3·10⁻³
2·10⁻³
1·10⁻³
0,5·10⁻³
1
5
10
15
20
25
30
r(m)

Fig. 2b

Deoarece determinarea lui r cu ajutorul relației (3) este dificilă în cazul unui număr mai mare de puncte, se recurge, cu ajutorul relațiilor (1) și (2), la expresia:

$$K = \frac{E}{I} = \frac{h}{\sqrt{(h^2 + r^2)^3}}. \tag{4}$$

În fig. 2 au fost trasate nomogramele variației normale ale lui $K = f(E, I)$ în stînga și $K = f(r, h)$ în dreapta, folosind în acest scop o mașină cifrică de calcul de tip „Olivetti". Cu ajutorul acestor nomograme, avînd trasate în plan curbele izocandele, se găsesc direct razele cercurilor (r), care determină punctele curbei izolux căutate.

Pentru a găsi un punct al curbei izolux se alege o valoare I, corespunzătoare unei curbe izocandele din plan, și se găsește, pentru $E = \text{const.}$ căutat, cu ajutorul nomogramelor din fig. 2 (stînga), valoarea corespunzătoare pentru K. La o anumită înălțime h de suspendare a corpului de iluminat, deci pentru o anumită curbă din fig. 2 (dreapta), va corespunde pe abscisă o valoare r. Se determină $r' = sr$; la intersecția cercului de rază r' (cu centrul în O) cu curba izocandelă inițială se obține punctul curbei izolux căutate.

Dacă se dispune de curbele izolux și aplicînd procedeul invers se pot trasa curbele izocandele în același plan (folosind de asemenea nomogramele din fig. 2), iar apoi cu ajutorul metodei cunoscute [4] se trasează pe sfera de rază unitate în centrul căreia este plasat corpul de iluminat; dacă corpul de iluminat își modifică poziția se pot trasa noile curbe izocandele și izolux în noul plan.

Concluzii

1. Avînd trasate curbele izocandele pe o sferă de rază unitate în centrul căreia se găsește corpul de iluminat, se trasează curbele izocandele într-un plan oarecare [4].

2. Cunoscînd înălțimea de suspendare a corpului de iluminat deasupra planului (h) și curbele izocandele în plan, se pot determina cu ajutorul relației (3), pentru o anumită valoare $E = \text{const.}$, cercuri de rază r, care furnizează punctele de intersecție dintre curbele izocandele și curba izolux căutată.

3. Trecerea de la curbele izocandele la cele izolux se simplifică apreciabil, reducîndu-se la o metodă grafică, dacă se utilizează nomogramele din fig. 2, trasate pe baza relației (4), cu ajutorul unei mașini cifrice de calcul tip „Olivetti".

4. Procedeul permite de asemenea trasarea curbelor izocandele pe baza celor izolux.

5. Este posibilă trasarea curbelor izolux prin intermediul celor izocandele, pentru o anumită poziție a corpului de iluminat, atunci cînd aceste curbe sînt cunoscute pentru altă poziție.

6. Procedeul poate fi aplicat oricărui tip de corp de iluminat.

BIBLIOGRAFIE

1. Băilescu A., Savopol D., *Iluminatul electric. Îndreptar*, Ed. Tehn., Buc., 1962.
2. Knoring G. M., *Proiectarea iluminatului electric*. EES, Buc., 1950, (trad. din l. rusă).
3. Prisăcaru V., Preda L., Ioachim D., *Asupra calculului iluminării de la aparate de iluminat nesimetrice cu lumină directă*. Bul. Inst. polit. Iași, **XV** (**XIX**), *1—2* (1969).
4. Preda L., *Metodă simplificată de proiectare a iluminării unei străzi, folosind lămpi H.R.F.* Bul. Inst. polit. Iași. **XV** (**XIX**), *1—2* (1969).

SUR LES POSSIBILITÉS DE TRACER LES COURBES ISOLUX À L'AIDE DES COURBES ISOCANDELA POUR UN CORP ÉCLAIRANT QUELCONQUE

(Résumé)

En connaissant les courbes isocandela tracées dans le plan à l'aide des courbes isocandela sur la sphère de rayon unité, on démontre la posibilité de tracer les courbes isolux. Le procédé peut être appliqué aussi si l'on veut tracer les courbes isocandela à partir des courbes isolux.

F 1503

BIBLIOTECA CENTRALĂ UNIVERSITARĂ

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI

TOMUL XVII (XXI)

Fasc. 3–4

SECŢIA III ELECTROTEHNICĂ
ELECTRONICĂ
AUTOMATIZĂRI

1971

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI

TOMUL XVII (XXI)

Fasc. 3–4

SECŢIA III

ELECTROTEHNICĂ
ELECTRONICĂ
AUTOMATIZĂRI

1971

COLEGIUL DE REDACȚIE

Prof. em. dr. doc. GH. ALEXA, prof. em. ing. D. ATANASIU, prof. ing. C. CALISTRU, prof. ing. T. GOLGOȚIU, prof. dr. doc. D. MANGERON (secretar), conf. ing. A. MARCHIȘ, prof. dr. doc. D. RUSU, acad. prof. dr. doc. CRISTOFOR SIMIONESCU (președinte)

COMITETUL DE REDACȚIE AL SECȚIEI

III. ELECTROTEHNICĂ. ELETRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

Prof. dr. doc. N. V. BOȚAN
Prof. dr. ing. D. BĂRBULESCU
Prof. dr. ing. L. SEBASTIAN

REDACȚIA

Prof. dr. doc. D. MANGERON (redactor responsabil)
Conf. dr. ing. HUGO ROSMAN (secretar)
Ing. ANETA BRAIER (redactor)

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Tomul XVII (XXI), fasc. 3—4 1971

Secţia III

ELECTROTEHICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

SUMAR

Pag.

HUGO ROSMAN şi ALFRED BRAIER, Bobine şi condensatoare liniare cu pierderi în regim permanent cu modulaţie în amplitudine (rom., rez. franc.) 1

GH. SAVIN şi M. ANTONESCU, Oscilaţii lente în circuite ferorezonante comandate prin reacţie (rom., rez. germ.) 9

ILIE POPESCU, Regimul tranzitoriu în circuitul dublu ferorezonant paralel (rom., rez. germ.) 17

V. M. STARJINSKI şi V. I. KOROZA, Asupra teoriei ghidurilor de undă periodice (III) (rusă, rez. rom.) 31

PARASCHIVA HABA şi CAMELIA ANDRONE, Studiul funcţionării sondelor magnetice cu miezuri inelare în circuite autosaturate în contratimp (rom., rez. engl.) 39

NINA POEATĂ, Expresia exactă a funcţiei de transfer pentru un operator de calcul compus (rom., rez. engl.) 49

AL. VALACHI şi GABRIELA HRISTODORESCU, O metodă de reprezentare a informaţiei într-o maşină de calcul cu două instrucţiuni pe cuvînt (franc., rez., rom.). 55

C. HARJA, Un nou tip de memorie cu ferite, organizată pe principiul selectării cuvîntului (germ., rez. rom.) 59

D. BÂRBULESCU, Funcţionarea în sarcină a defazorului de tensiune capacitiv cu reactanţe semicompensate (rom., rez. franc.) . . 67

M. ANTONIU, Logometru cu resort electrostatic (rom., rez. franc.) . 77

LAURIAN PREDA, Posibilităţi de măsurare simultană, cu trei sau patru echipaje ce utilizează neutru artificial, a puterilor şi energiilor active şi reactive în reţelele trifazate în regim dezechilibrat de curenţi (rom., rez. germ.) 85

Pag.

AUREL POPOVICI, AL. POPESCU și EMIL TEODORU, Asupra unor posibilități de reglare a vitezei motoarelor asincrone trifazate cu rotorul în scurtcircuit (rom., rez. engl.) 91

I. FILIPIUC, I. ANDRONE și M. VASILCIUC, Studiul teoretic și experimental al funcționării la mai multe viteze a unui motor asincron cu bobinaj în inel, comparativ cu motorul asincron cu bobinaj clasic (I) (rom., rez. franc.) 99

VIRGIL ALEXANDRESCU, IOSIF BERGMAN, AL. POEATĂ și GH. CÎRȚINĂ, Contribuții la studiul reglajului tensiunii în rețelele electrice cu ajutorul transformatoarelor supravoltoare (franc., rez. rom.) 109

LAURENȚIU TURIC și P. AGAFIȚEI, Metode pentru reglarea tensiunii invertoarelor care funcționează pe principiul modulării impulsurilor în durată (rom., rez. engl.) 119

P. AGAFIȚEI, VIANOR BOICIU și ADRIAN CREȚU, Multivibrator cu cuplaj colector — bază de frecvență mică de repetiție (franc., rez. rom.) 137

I. BEJAN, GHERGHINA BALABAN și M. VOICU, Studiul modulatorului magnetic cu ieșirea la frecvența dublă ca element static de măsură a defazajului dintre curent și tensiune (engl., rez. rom.) 145

IOSIF OLÁH și RODICA OLÁH, Asupra unui nou tip de traductor de deplasare liniară (engl., rez. rom.) 155

I. ȚIȚARIU și MIRCEA DIACONESCU, Asupra unei posibilități de reglare a vitezei unui motor asincron cu comanda în rotor folosind amplificatoare magnetice (franc., rez. rom.) 163

ADRIAN CREȚU, I. SUCHAR și VIANOR BOICIU, Scheme de întrerupătoare fără contacte, comandate (engl., rez. rum.) . . . 175

V. PRISĂCARU, CORNELIU HUȚANU și DAN IOACHIM, Contribuții privind noi dispozitive pentru obținerea de medii ionizate (rom., rez. rusă) 183

GR. TAȘCĂ, Cercetări experimentale asupra determinării puterii motorului de acționare electrică a tocătoarei de furaje T.M.S.-6.M. (rom., rez. rusă) 191

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Tom XVII (XXI), Fasc. 3—4 1971

Section III

ELECTROTECHNICS. ELECTRONICS. AUTOMATION

CONTENTS

	Pp.
HUGO ROSMAN et ALFRED BRAIER, Bobines et condensateurs linéaires à pertes en régime permanent à modulation d'amplitude (Romanian, French summary)	1
GH. SAVIN und M. ANTONESCU, Langsame Schwingungen in durch Rückwirkung gesteuerten Ferroresonantenkreisen (Romanian, German summary)	9
ILIE POPESCU, Der Übergangsprozess im parallelen zweifachen Ferroresonanzkreis (Romanian, German summary)	17
V. M. STARJINSKI and V. I. KOROZA, On the Theory of Periodic Waveguides (III) (Russian, Romanian summary)	31
PARASCHIVA HABA and CAMELIA ANDRONE, Study of Magnetic Ring-Core Flux-Gates in Self-Saturating Push-Pull Circuits (Romanian, English summary)	39
NINA POEATĂ, An Exact Expression of the Transfer Function of a Compound Operator (Romanian, English summary) . . .	49
AL. VALACHI et GABRIELA HRISTODORESCU, Une méthode de représentation de l'information dans une machine à calculer avec deux instructions par mot (French, Romanian summary).	55
C. HARJA, Ein neuer Ferritkernspeichertypus anhand des Prinzips der Wortselektion organiziert (German, Romanian summary) .	59
D. BĂRBULESCU, Le fonctionnement sous charge du déphaseur capacitif de tension à réactances semicompensées (Romanian, French summary)	67
M ANTONIU, Logomètre à ressort électrostatique (Romanian, French summary)	77

Pp.

LAURIAN PREDA, Möglichkeiten der gleichzeitigen Messung der aktiven und reaktiven Leistungen und Energien im Dreiphasennetz mit schwankenden Strom unter Zuhilfenahme von drei oder vier Systemen, die ein künstliches Neutrum benützen (Romanian, German summary) 85

AUREL POPOVICI, AL. POPESCU and EMIL TEODORU, About some Possibilities of Regulating the Speed of the Asinchronous Squirrel-Cage Three-Phase Motors (Romanian, English summary) 91

I. FILIPIUC, I. ANDRONE, et M. VASILCIUC, Étude théorique et expérimentale du fonctionnement à plusieures vitesses d'un moteur asynchrone à enroulement en anneau par comparaison avec un moteur asynchrone à enroulement classique (I) (Romanian, French summary) 99

VIRGIL ALEXANDRESCU, IOSIF BERGMAN, AL. POEATĂ et GH. CÎRȚINĂ, Contribution à l'etude du réglage de la tension dans les réseaux électriques à l'aide des transformateurs survolteurs (French, Romanian summary) 109

LAURENȚIU TURIC and P. AGAFIȚEI, Methodes for the Voltage Control of the Inverters with Pulseduration Modulation (Romanian, English summary) 119

P. AGAFIȚEI, VIANOR BOICIU et ADRIAN CREȚU, Multivibrateur à couplage collecteur—base de basse fréquence de répétition (French, Romanian summary) 137

I. BEJAN, GHERGHINA BALABAN and M. VOICU, Study of the Second-Harmonic Type Magnetic Modulator used as a Static Element in Measuring the Phase Difference between Current and Voltage (English, Romanian summary) . . . 145

IOSIF OLÁH and RODICA OLÁH, About a New Type of Linear Movement Transducer (English, Romanian summary) . . . 155

I. ȚIȚARIU et MIRCEA DIACONESCU, Sur une possibilité de régler la vitesse du moteur asynchrone à commande dans le rotor en employant des amplificateurs magnétiques (French, Romanian summary) 163

ADRIAN CREȚU, I. SUCHAR and VIANOR BOICIU, Controlled Switch Circuits without Contacts (English, Romanian summary) 175

V. PRISĂCARU, CORNELIU HUȚANU et DAN IOACHIM, Contributions à la réalisation de nouveaux dispositifs pour obtenir des milieux ionisés (Romanian, Russian summary) 183

GR. TAȘCĂ, Experimental Investigations on the Determination of the Power for T.S.M.-6.M. Fodder Chopper Drive Eelctric Motor (Romanian, Russian summary) 191

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
BULLETIN OF THE POLYTECHNIC INSTITUTE OF JASSY
ИЗВЕСТИЯ ЯССКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
Том XVII (XXI), вып. 3—4 1971

Секция III

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА. ЭЛЕКТРОНИКА. АВТОМАТИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

ГУГО РОСМАН и АЛФРЕД БРАЙЕР, Линейные катушки и конденсаторы с потерями в установившемся режиме с амплитудной модуляцией (рум., рез. франц.) 1

Г. САВИН и М. АНТОНЕСКУ, Медленные автоколебания в феррорезонансных цепьях управляемыми обратной связью (рум., рез. нем.) . . 9

ИЛИЕ ПОПЕСКУ, Переходный режим в двухферрорезонансной параллельной цепи (рум., рез. нем.) 17

В. М. СТАРЖИНСКИЙ и В. И. КОРОЗА, К теории периодических волноводов (III) (русск., рез. рум.) 31

ПАРАСКИВА ХАБА и КАМЕЛЯ АНДРОНЕ, Действие магнитных вонд в двухтактных цепях с самонасыщением (рум., рез. англ.) . . . 39

НИНА ПОЯТЭ, Точное выражение функции передачи сложного оператора (рум., рез. англ.) 49

АЛ. ВАЛАКИ и ГАБРИЕЛА ХРИСТОДОРЯНУ, Метод изображения информаций в вычислительной машины с двумя командами на слово (франц., рез. рум.) 55

К. ХАРЖА, Новый тип запоминающего устройства на ферритах организованно но принципу селекции слова (нем., рез. рум.) 59

Д. БЭРБУЛЕСКУ, Работа под нагрузкой фазовращателя напражения с полукомпенсированными реактивными сопротивлениями (рум., рез. франц.) 67

М. АНТОНИУ, Логометр с электростатической пружиной (рум., рез. франц.) 77

ЛАУРЯН ПРЕДА, Возможнотси одновременного измерения активных и реактивных мощности энергий в трехфазной сети несимметричного тэка при помощи трех или четырех систем с использованием иескуственного неитрала (рум., рез. нем.) 85

Стр.

АУРЕЛ ПОПОВИЧ, АЛ. ПОПЕСКУ и ЕМИЛ ТЕОДОРУ, О некоторых возможностях регулировании скорости трехфазных асинхронных двигателей с короткозамкнутой обмоткой ротора (рум., рез. англ.) . . 91

И. ФИЛИПЮК, И. АНДРОНЕ и М. ВАСИЛЬЧЮК, Теоретическое и экспериментальное исследование многоскоростной работы асинхронного двигателя с кольцевом якорем сравнение с классическим (I) (рум., рез. франц.) 99

ВИРДЖИЛ АЛЕКСАНДРЕСКУ, ИОСИФ БЕРГМАН, АЛ. ПОЯТЭ и Г. КЫРЦИНЭ, К исследованию регулирования напряженя вольтодобавочными трансформаторами (франц., рез. рум.) 109

ЛАУРЕНЦИЮ ТУРИК и П. АГАФИЦЕЙ, Методы управления напряжения инвертором с широтко-импульсой модуляцией (рум., рез. англ.) . . 119

П. АГАФИЦЕЙ, ВИАНОР ВОЙЧЮ и АДРИАН КРЕЦУ, Мультивибратор с коллекторно — базовыми связями по низкую повторительную частота (франц., рез. рум.) 137

И. БЕЖАН, ГЕРГИНА БАЛАБАН и М. ВОЙКУ, Исследование магнитного могулятора с выходом при двойной частоте в качестве статического элемента измерения сдвига фаз между тока и напряженя (англ., рез. рум.) 145

ИОСИФ ОЛАХ и РОДИКА ОЛАХ, О новом типе датчика линейного перемещения (англ., рез. рум.) 155

И. ЦИЦАРЮ и МИРЧА ДИАКОНЕСКУ, возможности регулирования скорости асинхронного двигателья при помощи магнитных усилителей в цепи ротора (франц., рез. рум.) 163

АДРИЯН КРЕЦУ, И. СУХАР и ВИАНОР БОЙЧЮ, Схемы бесконтактных управляемых выключателей (англ., рез. рум.) 175

В. ПРИСЭКАРУ, КОРНЕЛЮ ХУЦАНУ и ДАН ИОАКИМ, О реализаций новых устройств для получения ионизированной среды (рум., рез. русск.) 183

ГР. ТАШКЭ, Опытные исследования в связи с определением мощности электродвигателя кормозерки T.M.S.-6M (рум., рез. русск.) . . 191

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 62.318.4; 621.319.4; 538.567.4

BOBINE ŞI CONDENSATOARE LINIARE CU PIERDERI ÎN REGIM PERMANENT CU MODULAŢIE ÎN AMPLITUDINE*)

DE

HUGO ROSMAN şi ALFRED BRAIER

1. Introducere

În ordinea de idei a tendinţei de caracterizare a elementelor reale (cu pierderi) ale circuitelor liniare în diferite regimuri permanente printr-un parametru unic s-au introdus noţiunile de permitivitate şi permeabilitate magnetică complexă (de ex. [1]) în regim permanent sinusoidal, iar recent [2] şi cele de permitivitate şi permeabilitate magnetică hipercomplexă, în regim permanent periodic nesinusoidal. În fond caracterizarea elementelor reale printr-un parametru unic este posibilă oridecîteori se dispune de o metodă simbolică de studiu a regimului permanent al elementului respectiv. Or, o clasă vastă de regimuri permanente ale circuitelor electrice liniare şi anume *regimurile permanente cu modulaţie în amplitudine*, sînt susceptibile de a fi studiate cu ajutorul unui procedeu simbolic deosebit de eficient, elaborat şi expus de curînd de către unul din autori în teza sa de doctorat [3]. Acest procedeu stabileşte, ca şi metoda simbolică uzuală de reprezentare prin mărimi complexe a oscilaţiilor sinusoidale, o corespondenţă între funcţii reale de argument scalar şi elementele unor algebre peste corpul real, astfel încît operaţiei de derivare a funcţiilor în raport cu variabila independentă să-i corespundă înmulţirea elementelor care le reprezintă cu un anumit element al algebrei, avînd rolul de operator de derivare.

2. Metoda simbolică de studiu a regimurilor permanente modulate în amplitudine

Se consideră un circuit liniar excitat de o tensiune sinusoidală amortizată, modulată în amplitudine, de forma:

$$u(t) = U_m [1 + m \sin(\omega_m t + \varphi)] e^{\alpha t} \sin(\omega_p t + \psi), \tag{1}$$

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970

unde α reprezintă constanta de atenuare, m — gradul de modulaţie, ω_m — pulsaţia modulatoare iar ω_p — pulsaţia purtătoare. Unui astfel de semnal, considerat drept funcţie original, i se poate ataşa mărimea hipercomplexă (funcţie imagine) [4]:

$$\hat{U} = (u_1 + j u_2)\, v + (u_3 + i u_4 + j u_5 + i j u_6)\, w, \tag{2}$$

element al unei algebre care rezultă din suma directă a algebrei numerelor complexe şi a algebrei polinionilor de tip $\mathcal{P}$ [5]. Componentele $u_1, \ldots, u_6$ au expresiile:

$$\begin{cases} u_1 = U_m \cos\psi, \quad u_2 = U_m \sin\psi, \quad u_3 = mU_m \cos\varphi \cos\psi, \\ u_4 = mU_m \sin\varphi \cos\psi, \quad u_5 = mU_m \cos\varphi \sin\psi, \quad u_6 = mU_m \sin\varphi \cos\psi, \end{cases} \tag{3}$$

tabela de înmulţire a unităţilor i, j, v, w, fiind:

$$i^2 = j^2 = -1, \quad (ij)^2 = (ji)^2 = +1, \quad v^2 = v, \quad w^2 = w, \quad vw = wv = 0. \tag{4}$$

Derivatei în raport cu timpul a unui semnal de forma (1) îi corespunde, în algebra funcţiilor imagine, multiplicarea cu operatorul hipercomplex [4]:

$$\hat{d} = (\alpha + j\omega_p)\, v + (\alpha + i\omega_m + j\omega_p)\, w\,. \tag{5}$$

În acest mod se pune în evidenţă avantajul remarcabil conferit de acest procedeu, de a algebriza, în ceea ce priveşte funcţiile imagine, operaţiile de derivare şi integrare în raport cu timpul, relative la funcţiile original.

3. Bobine liniare cu pierderi

Fie o bobină ideală (fig. 1 *a*) alimentată sub o tensiune de forma (1). Dacă se aplică legea lui Ohm generalizată rezultă ecuaţia:

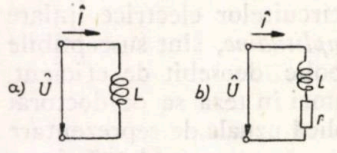


Fig. 1

$$u = L\frac{di}{dt}, \tag{6}$$

care sub formă simbolică devine:

$$\hat{U} = \hat{d} L \hat{I}, \tag{7}$$

unde operatorul de derivare $\hat{d}$ este dat de (5), $\hat{I}$ fiind imaginea în hipercomplex a curentului.

Este locul de a observa că relaţia (7) permite determinarea, prin intermediul imaginii $\hat{I}$, a originalului $i(t)$. Amănunte cu privire la această problemă, care de altfel este soluţionată complet, sînt conţinute în [3], [4].

Punînd în evidenţă inductivitatea geometrică (în aer) L_0:

$$L = \mu_r L_0, \tag{8}$$

μ_r fiind permeabilitatea magnetică relativă elastică (conservativă), ecuaţia (7) devine:

(9) $$\hat{U} = [(\alpha + j\omega_p)\, v + (\alpha + i\omega_m + j\omega_p)\, w]\, \mu_r L_0 \hat{I},$$

unde s-a ţinut seama de (5).

Dacă bobina este cu pierderi se poate adopta schema echivalentă reprezezentată în fig. 1 *b*. Aplicînd legea lui Ohm generalizată se obţine ecuaţia:

(10) $$u = ri + L\frac{di}{dt},$$

sau sub forma simbolică

(11) $$\hat{U} = (r + \hat{d}L)\,\hat{I}.$$

Pentrul scopul urmărit este avantajos să se scrie ecuaţia (11) sub forma echivalentă:

(12) $$\hat{U} = \hat{d}\left(\frac{r}{L_0}\,\hat{d}^{-1} + \mu_r\hat{\xi}\right) L_0\hat{I}\,,$$

unde s-a avut în vedere (8),

(13) $$\hat{\xi} = \hat{v} + \hat{w}$$

fiind elementul unitate al algebrei folosite.

Inversul operatorului de derivare (5) poate fi determinat cu relaţia:

(14) $$\hat{d}^{-1} = \frac{1}{\alpha + j\omega_p}\, v + \frac{1}{\alpha + i\omega_m + j\omega_p}\, w.$$

Efectuînd cîteva calcule simple se obţine:

(15) $$\hat{d}^{-1} = (\delta_1 + j\,\delta_2)\, v + (\delta_3 + i\,\delta_4 + j\,\delta_5 + ij\,\delta_6)\, w,$$

cu

(16)
$$\begin{cases} \delta_1 = \dfrac{\alpha}{\alpha^2 + \omega_p^2}, \quad \delta_2 = \dfrac{\omega_p}{\alpha^2 + \omega_p^2}, \\ \delta_3 = \dfrac{\alpha(\omega_m^2 + \omega_p^2 + \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}, \quad \delta_4 = \dfrac{\omega_m(\omega_m^2 - \omega_p^2 + \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}, \\ \delta_5 = \dfrac{\omega_p(\omega_m^2 - \omega_p^2 - \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}, \quad \delta_6 = \dfrac{2\alpha\omega_m\omega_p}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}. \end{cases}$$

În virtutea relațiilor (13) și (15) ecuația (12) devine:

$$(17)\quad \hat{U} = \hat{d}\left\{\left[\frac{r}{L_0}(\delta_1 + j\delta_2) + \mu_r\right] v + \left[\frac{r}{L_0}(\delta_3 + i\,\delta_4 + j\,\delta_5 + ij\,\delta_6) + \mu_r\right] w\right\} L_0 \hat{I},$$

sau sub o formă concentrată:

$$(18)\quad \hat{U} = \hat{d}\,\hat{\mu}_r L_0 \hat{I},$$

analogă ecuației (7) a unei bobine ideale, unde:

$$(19)\quad \hat{\mu}_r = (\mu_{r1} + j\,\mu_{r2})\,v + (\mu_{r3} + i\,\mu_{r4} + j\,\mu_{r5} + ij\,\mu_{r6})\,w,$$

cu

$$(20)\quad \begin{cases} \mu_{r1} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\alpha}{\alpha^2 + \omega_p^2} + \mu_r, \quad \mu_{r2} = -\dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\omega_p}{\alpha^2 + \omega_p^2}, \\ \mu_{r3} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\alpha(\omega_m^2 + \omega_p^2 + \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2} + \mu_r, \\ \mu_{r4} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\omega_m(\omega_m^2 - \omega_p^2 + \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}, \\ \mu_{r5} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\omega_p(\omega_m^2 - \omega_p^2 - \alpha^2)}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}, \\ \mu_{r6} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{2\alpha\omega_m\omega_p}{\alpha^4 + 2(\omega_m^2 + \omega_p^2)\,\alpha^2 + (\omega_m^2 - \omega_p^2)^2}. \end{cases}$$

Expresia (19), avînd componentele(20), constituie *permeabilitatea magnetică relativă hipercomplexă*. Din analiza acestei expresii rezultă că componentele acesteia depind, în afară de rezistența echivalentă pierderilor, de inductivitatea geometrică și de permeabilitatea magnetică relativă, de constanta de atenuare precum și de pulsațiile modulatoare și purtătoare. Se observă că aceste componente nu depind însă de amplitudinea semnalului excitație, de gradul de modulație și nici de fazele inițiale ale semnalelor modulator și purtător. Prin urmare componentele permeabilității magnetice relative hipercomplexe depind numai de o parte din elementele care definesc semnalul excitație și anume numai de acelea care deosebesc o clasă de semnale sinusoidale atenuate, modulate în amplitudine, de forma [1], reprezentabile simbolic sub forma (2), de o altă clasă de semnale de același tip. În schimb nu depind de elementele care deosebesc doar semnalele excitație de tipul (1) aparținînd unei aceleași clase.

În cazul particular $\alpha = 0$ (semnal sinusoidal neamortizat, modulat în amplitudine), expresiile (20) devin:

$$(21)\qquad \begin{cases} \mu_{r1} = \mu_r\,,\ \mu_{r2} = -\dfrac{r}{\omega_p L_0}\,,\ \mu_{r3} = \mu_r\,, \\ \mu_{r4} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\omega_m}{\omega_m^2 - \omega_p^2}\,,\ \mu_{r5} = \dfrac{r}{L_0}\cdot\dfrac{\omega_p}{\omega_m^2 - \omega_p^2}\,,\ \mu_{r6} = 0. \end{cases}$$

Este uşor de observat că primele două componente coincid, în acest caz, cu permeabilităţile magnetice relative elastică, respectiv vîscoasă, corespunzătoare funcţionării bobinei cu pierderi în regim permanent sinusoidal [1].

Recurgînd la permeabilitatea magnetică relativă hipercomplexă este posibil să se caracterizeze o bobină cu pierderi, liniară, în regim permanent modulat în amplitudine, printr-un parametru unic, ceea ce simplifică simţitor analiza circuitelor care conţin astfel de elemente, în regimul precizat.

4. Condensatoare liniare cu pierderi

Se consideră un condensator ideal (fig. 2 *a*) alimentat sub tensiunea (1). Curentul rezultă a fi:

$$(22)\qquad i = C\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t},$$

sau sub formă simbolică:

$$(23)\qquad \hat{I} = \hat{d}C\hat{U},$$

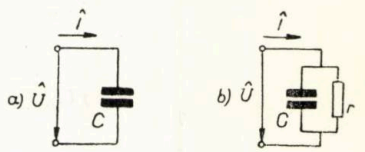


Fig. 2

unde $\hat{d}$ este dat de (5). Avînd în vedere în plus că

$$(24)\qquad C = \varepsilon_r C_0\,,$$

cu ε_r — permitivitatea relativă a vidului şi C_0 — capacitatea geometrică (în aer) a condensatorului, expresia (23) devine:

$$(25)\qquad \hat{I} = [(\alpha + \mathrm{j}\omega_p)\mathrm{v} + (\alpha + \mathrm{i}\omega_m + \mathrm{j}\omega_p)\mathrm{w}]\varepsilon_r C_0 \hat{U}.$$

Dacă se ţine seama de pierderile în dielectricul condensatorului şi se adoptă schema echivalentă reprezentată în fig. 2 *b*, atunci:

$$(26)\qquad i = \frac{u}{r} + C\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t},$$

sau sub formă simbolică:

$$(27)\qquad \hat{I} = \left(\frac{1}{r} + \hat{d}C\right)\hat{U}.$$

Este util ca ecuaţia (27) să fie scrisă sub forma echivalentă:

$$\hat{I} = \hat{d}\left(\frac{1}{rC_0}\hat{d}^{-1} + \varepsilon_r\hat{\xi}\right)C_0\hat{U}, \tag{28}$$

unde s-a avut în vedere (24).

Ţinînd seama de (13) şi (15) ecuaţia (28) devine:

$$\hat{I} = \hat{d}\left\{\left[\frac{1}{rC_0}(\delta_1 + j\delta_2) + \varepsilon_r\right]v + \left[\frac{1}{rC_0}(\delta_3 + i\delta_4 + j\delta_5 + ij\delta_6) + \varepsilon_r\right]w\right\}C_0\hat{U}, \tag{29}$$

sau sub o formă concentrată:

$$\hat{I} = \hat{d}\hat{\varepsilon}_r C_0\hat{U}, \tag{30}$$

analogă ecuaţiei (23) a unui condensator ideal, unde:

$$\hat{\varepsilon}_r = (\varepsilon_{r1} + j\varepsilon_{r2})v + (\varepsilon_{r3} + i\varepsilon_{r4} + j\varepsilon_{r5} + ij\varepsilon_{r6})w, \tag{31}$$

reprezintă *permitivitatea relativă hipercomplexă.*

Componentele $\varepsilon_{r1},\ldots,\varepsilon_{r6}$ sînt date de expresiile:

$$\left\{\begin{aligned}
\varepsilon_{r1} &= \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\alpha}{\alpha^2+\omega_p^2} + \varepsilon_r, \quad \varepsilon_{r2} = -\frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\omega_p}{\alpha^2+\omega_p^2},\\
\varepsilon_{r3} &= \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\alpha(\omega_m^2+\omega_p^2+\alpha^2)}{\alpha^4+2(\omega_m^2+\omega_p^2)\alpha^2+(\omega_m^2-\omega_p^2)^2} + \varepsilon_r,\\
\varepsilon_{r4} &= \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\omega_m(\omega_m^2-\omega_p^2+\alpha^2)}{\alpha^4+2(\omega_m^2+\omega_p^2)\alpha^2+(\omega_m^2-\omega_p^2)^2},\\
\varepsilon_{r5} &= \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\omega_p(\omega_m^2-\omega_p^2-\alpha^2)}{\alpha^4+2(\omega_m^2+\omega_p^2)\alpha^2+(\omega_m^2-\omega_p^2)^2},\\
\varepsilon_{r6} &= \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{2\alpha\omega_m\omega_p}{\alpha^4+2(\omega_m^2+\omega_p^2)\alpha^2+(\omega_m^2-\omega_p^2)^2}.
\end{aligned}\right. \tag{32}$$

Aceste componente depind de: rezistenţa echivalentă pierderilor, capacitatea geometrică, permitivitatea relativă, constanta de atenuare şi pulsaţiile modulatoare şi purtătoare.

În cazul particular $\alpha = 0$,

$$\left\{\begin{aligned}
&\varepsilon_{r1} = \varepsilon_r, \quad \varepsilon_{r2} = -\frac{1}{rC_0\omega_p}, \quad \varepsilon_{r3} = \varepsilon_r,\\
&\varepsilon_{r4} = \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\omega_m}{\omega_m^2-\omega_p^2}, \quad \varepsilon_{r5} = \frac{1}{rC_0}\cdot\frac{\omega_p}{\omega_m^2-\omega_p^2}, \quad \varepsilon_{r6} = 0.
\end{aligned}\right. \tag{33}$$

Primele două componente coincid cu permitivităţile relative elastică, respectiv vîscoasă, corespunzătoare funcţionării condensatorului cu pierderi în regim permanent sinusoidal [1].

Cu ajutorul permitivităţii relative hipercomplexe se poate caracteriza un condensator cu pierderi, liniar, în regim permanent modulat în amplitudine, printr-un parametru unic. În acest mod este posibilă o simplificare considerabilă a analizei circuitelor care conţin astfel de elemente, în regimul considerat.

Observaţie. Parametrii $\hat{\varepsilon}_r$, $\hat{\mu}_r$, definiţi în această Notă, au fost denumiţi hipercomplecşi, ca şi cei introduşi prin intermediul metodei simbolice corespunzătoare regimului permanent periodic nesinusoidal [2]. Deşi denumirea lor este aceeaşi se deosebesc deoarece sînt definiţi în două algebre esenţial diferite.

Pentru alte tipuri de regimuri permanente cu modulaţie în amplitudine, reprezentabile simbolic prin alte algebre [4], se pot introduce noi parametri $\hat{\varepsilon}_r$ şi $\hat{\mu}_r$, hipercomplecşi, corespunzători acestor algebre.

5. Concluzii

1. Bobinele şi condensatoarele liniare cu pierderi pot fi caracterizate în regim permanent modulat în amplitudine prin cîte un parametru unic — permeabilitatea magnetică hipercomplexă, respectiv permitivitatea hipercomplexă.

2. Componentele parametrilor hipercomplecşi depind de parametrii schemei echivalente ataşate bobinei sau condensatorului cu pierderi, permeabilitatea magnetică relativă, respectiv permitivitatea relativă, constanta de atenuare şi pulsaţiile modulatoare şi purtătoare.

Primită la 20 iunie 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică şi măsuri electrice
şi
Catedra de mecanică

BIBLIOGRAFIE

1. Hippel A. R., *Dielectrics and Waves.* J. Wiley a. Sons, N. Y., Chapman a. Hall, London 1954, part I, § 1.
2. Rosman H., *Bobine şi condensatoare liniare cu pierderi în regim permanent periodic nesinusoidal.* Bul. Inst. polit., Iaşi, **XVI(XX)**, *3—4*, s. III, 7—12 (1970).
3. Braier A., *Utilizarea algebrelor pe corpul real în mecanica vibraţiilor.* Teză de doctorat. Inst. polit. Iaşi, 1968.
4. Braier A., *Algebraic Method in the Kinematics and Dynamics of Modulated Vibrations.* Zbornik Referátov VI. Konferencie o Dynamike Strojov, Bratislava-Smolenice, vol. **II**, 587—600 (1970).
5. Braier A., Rosman H., *Utilizarea polinionilor pentru studiul unor mişcări forţate ale sistemelor liniare.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XI(XVI)**, *1—2*, 309—320 (1965).

BOBINES ET CONDENSATEURS LINÉAIRES À PERTES EN RÉGIME PERMANENT À MODULATION D'AMPLITUDE

(Résumé)

On caractérise les bobines et les condensateurs linéaires à pertes, en régime permanent à modulation d'amplitude, à l'aide d'un paramètre unique — la perméabilité magnétique hypercomplexe, respectivement la permittivité hypercomplexe.

Les composantes des paramètres hypercomplexes sont fonctions des paramètres du schéma équivalent attaché à la bobine ou au condensateur à pertes, de la perméabilité magnétique relative, respectivement de la permittivité relative, de la constante d'aténuation et des pulsations modulatrice et portante.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 538.551.23; 538.56

OSCILAŢII LENTE IN CIRCUITE FEROREZONANTE COMANDATE PRIN REACŢIE[1])

DE

GH. SAVIN şi M. ANTONESCU

1. Introducere

Variaţia lentă şi periodică a amplitudinii răspunsului în circuite rezonante, în cazul excitaţiilor periodice, proces cunoscut şi sub denumirea de automodulaţie, a fost studiată de numeroşi autori [1]...[5].

În ce priveşte cauzele apariţiei procesului, părerile diferiţilor cercetători sînt contradictorii. În lucrarea [5] se arată că în cazul bobinelor neliniare comandate în regim de magnetizare naturală, în timpul oscilaţiilor lente caracteristica $i(u_a)$ — pentrul circuitul ferorezonant serie şi $i_a(u)$ — pentru circuitul ferorezonant paralel, prezintă cîte un arc descendent. În lucrarea citată, apariţia oscilaţiilor lente se atribuie existenţei acestei porţiuni de caracteristică în domeniul basculărilor la ferorezonanţă.

2. Oscilaţii lente în circuite ferorezonante cu reacţie

În [2, p. 51] este indicată apariţia oscilaţiilor lente în schema ferorezonantă cu reacţie din fig. 1, indiferent de sensul curentului de polarizare.

Din experienţa noastră a rezultat că pot apare asemenea oscilaţii în lipsa polarizării, atît în cazul magnetizării naturale cît şi în cel al magnetizării forţate. Aceasta este prima observaţie care distinge caracterul oscilaţiilor lente din circuitele comandate prin reacţie, de cele fără reacţie.

În fig. 2*a* şi 2*b* s-au trasat familiile de caracteristici $U(I)$, alegînd drept parametru numărul de spire de reacţie, în absenţa polarizării, respectiv în cazul armonicelor pare de curent libere şi atenuate.

Intersectînd o asemenea familie de caracteristici cu o dreaptă $I = UC\omega$ se remarcă posibilitatea existenţei regimului de ferorezonanţă simplă. Înainte de apariţia saltului se produc oscilaţii lente în ambele cazuri de funcţionare ale bobinei comandate. Acest aspect poate fi explicat prin existenţa unui arc descendent în caracteristica căderii active de tensiune din

[1]) Prezentată în sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2–4 iulie 1970.

circuit, indiferent de modul în care lucrează bobina. Experimental nu s-a trasat această caracteristică în regim dinamic din cauză că nu s-au putut obţine oscilaţii foarte lente, însă la osciloscraf se observă modificări semnificative ale formei ciclului de isterezis.

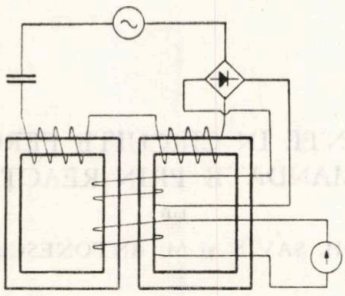


Fig. 1. — Schema circuitului ferorezonant comandat prin reacţie.

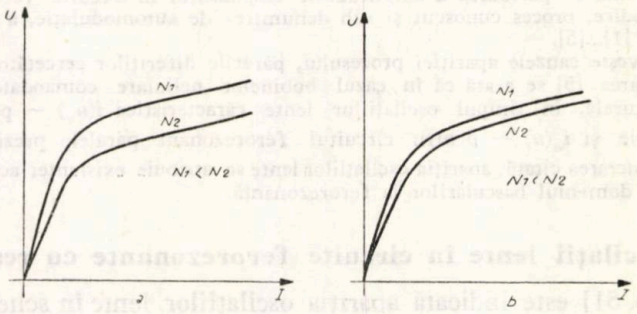


Fig. 2. — Alura caracteristicilor $U(I)$, în absenţa polarizării, pentru armonice pare de curent libere şi stinse.

În cazul aplicării unui curent de polarizare, într-un circuit cuplat cu cel de reacţie, în aşa fel încît reacţia să fie negativă, în ambele situaţii de funcţionare ale bobinei comandate caracteristicile prezintă arce descendente cu pantă foarte abruptă, asemănătoare caracteristicilor tiristoarelor. În fig. 3*a* şi 3*b* s-au trasat cîte două caracteristici pentru ambele cazuri de funcţionare ale bobinei neliniare comandate, alegînd drept parametru numărul de spire de comandă.

Caracteristicile în valori efective sînt suficient de asemănătoare, însă caracteristicile de magnetizare ale bobinelor diferă sensibil. Intersectînd o asemenea caracteristică cu dreapta $I = UC\omega$ este posibil să se obţină atît regimul de simplă cît şi cele de dublă ferorezonanţă (fig. 4*a* şi 4*b*).

Circuitul prezintă particularități interesante îndeosebi în cazul dublei ferorezonanțe. În domeniul primului salt apar oscilații lente în ambele situații de funcționare a bobinei comandate; în schimb, în domeniul celui de al doilea salt, asemenea oscilații pot apare numai în cazul care bobina lucrează în regim de magnetizare forțată. Această din urmă posibilitate este condiționată și de modul în care se atenuează armonicele pare de curent.

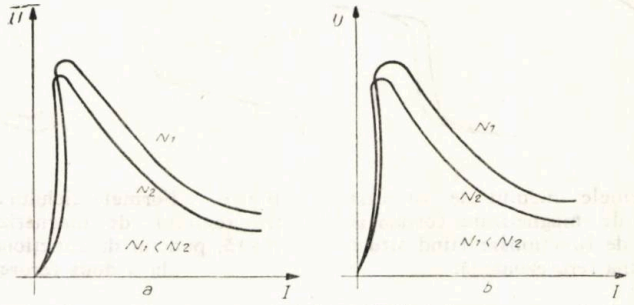


Fig. 3. — Alura caracteristicilor $U(I)$ în prezența polarizării, pentru armonice pare de curent libere și stinse.

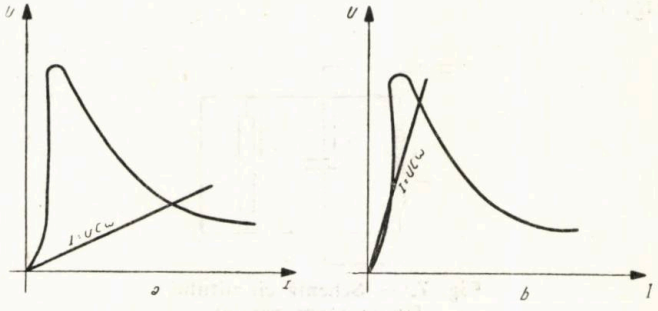


Fig. 4. — Obținerea caracteristicii de ferorezonanță.

Nu este indicat ca atenuarea să se realizeze cu ajutorul rezistoarelor. Constatările expuse infirmă opinia generală a cercetătorilor din domeniu, anume că oscilațiile lente sînt condiționate de funcționarea în regim de magnetizare naturală a bobinei comandate.

În fig. 5*a* și 5*b* sînt trasate ciclurile de isterezis în domeniul de apariție al oscilațiilor lente, punctul de funcționare fiind situat la prima ferorezonanță, pentru bobina comandată în regim de magnetizare forțată și respectiv liberă.

În fig. 6*a* și 6*b* sînt trasate aceleași cicluri, punctul de funcționare fiind situat la a doua ferorezonanță. Se observă modificări semnificative ale ciclului de isterezis, ceea ce impune atenției importanța variației pierderilor în procesul de apariție al oscilațiilor lente.

Legătura dintre pierderile în miezul feromagnetic şi modificările parametrilor bobinei comandate prin reacţie nu se poate exprima printr-o expresie simplă, care să permită scrierea ecuaţiilor diferenţiale neliniare sub o formă acceptabilă.

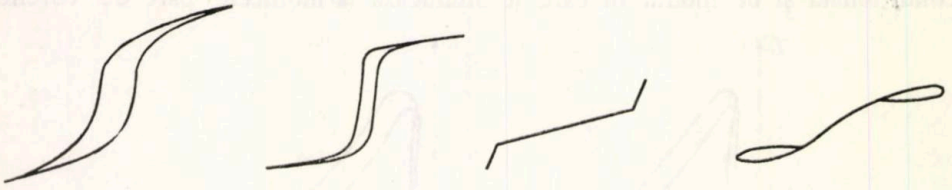


Fig. 5. — Formele ciclului de isterezis pentru regimul de magnetizare forţată şi liberă, punctul de funcţionare fiind situat la prima ferorezonanţă.

Fig. 6. — Formele ciclului de isterezis pentru regimul de magnetizare forţată şi liberă, punctul de funcţionare fiind situat la a doua ferorezonanţă.

Pe calea cea mai simplă [5], apariţia oscilaţiilor lente se poate justifica analitic considerînd circuitul ferorezonant paralel alimentat la curent sinusoidal (fig. 7).

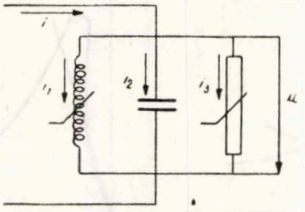


Fig. 7. — Schema circuitului ferorezonant paralel.

Circuitul conţine două elemente neliniare şi anume: bobina neliniară avînd caracteristica aproximată prin polinomul:

$$i_1 = a_1 \psi + a_3 \psi^3, \tag{1}$$

şi rezistorul neliniar echivalent pierderilor, a cărui caracteristică se poate aproxima cu expresia:

$$i_3 = -b_1 u + b_3 u^3. \tag{2}$$

Conform primei teoreme a lui Kirchhoff, pentru circuitul din fig. 7 se poate scrie ecuaţia:

$$i = i_1 + i_2 + i_3, \tag{3}$$

Ţinînd seama că:

$$i_2 = C\frac{du}{dt} = C\frac{d^2\psi}{dt^2} \tag{4}$$

se obţine ecuaţia diferenţială:

$$C\frac{d^2\psi}{dt^2} - \left[b_1 - b_3\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2\right]\frac{d\psi}{dt} + a_1\psi + a_3\psi^3 = I_m \cos(\omega_f t + \varphi). \tag{5}$$

Ecuaţia (5) este de tip Rayleigh, a cărei soluţie în regim forţat se obţine utilizînd metoda liniarizării armonice. Concluziile la care se ajunge se pot rezuma în următoarele observaţii: dacă amplitudinea curentului aplicat este nulă există numai oscilaţia liberă, a cărei frecvenţă ω este egală cu frecvenţa proprie ω_0 a circuitului rezonant. Dacă acelaşi curent are amplitudinea diferită de zero şi o frecvenţă puţin diferită de ω_0, există numai oscilaţia forţată, deci ω_f. Dacă însă ω_f devine sensibil diferit de ω_0, atunci există o oscilaţie liberă de pulsaţie ω_0 şi una forţată de pulsaţie ω_f. Cu cît ω_f diferă mai mult de ω_0, cu atît amplitudinea oscilaţiei forţate devine mai mică şi cu atît influenţa ei asupra oscilaţiei libere este mai mică.

Un alt mod de a soluţiona problema analitic, este cel bazat pe scrierea ecuaţiei oscilaţiilor lente în circuitul din fig. 8.

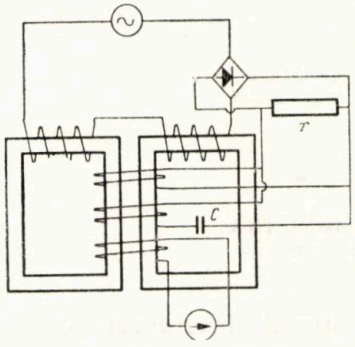


Fig. 8. — O altă schemă a unui circuit ferorezonant comandat prin reacţie.

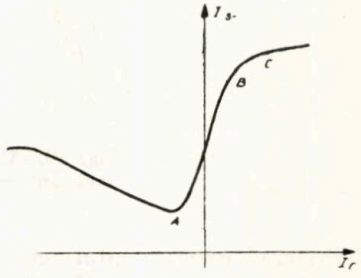


Fig. 9. — Alura caracteristicii de comandă în prezenţa reacţiei.

De la rezistorul r se alimentează atît circuitul de reacţie, cît şi circuitul rezonant. Caracteristica de comandă în prezenţa reacţiei, $I_{s-} = f(I_c)$, are forma din fig. 9.

Pe porţiunea ABC caracteristica de comandă se poate aproxima cu polinomul:

$$I_{s-} = a_0 + a_1 I_c - a_3 I_c^3, \tag{6}$$

iar

$$u_{r-} = b_0 + b_1 I_c - b_3 I_c^3. \tag{7}$$

Teorema a doua a lui Kirchhoff aplicată circuitului rezonant pentru componenta lent variabilă a semnalului conduce la ecuaţia:

$$\frac{d\psi_l}{dt} + R i_l + \frac{1}{C}\int_{-\infty}^{t} i_l \, dt = u_{rl}, \tag{8}$$

unde s-a notat cu: ψ_l — componenta lent variabilă a fluxului, i_l — componenta lent variabilă a curentului, u_{rl} — componenta lent variabilă a tensiunii redresate.

Derivînd ecuaţia (8) se obţine:

$$\frac{d^2\psi_l}{dt^2} + R\frac{di_l}{dt} + \frac{1}{C} i_l = \frac{du_{rl}}{dt}. \tag{9}$$

Se presupune că fluxul care variază lent constituie componenta constantă a fluxului magnetic la acţiunea simultană a solenaţiei de comandă şi de lucru, iar curentul care variază lent este curentul de comandă.

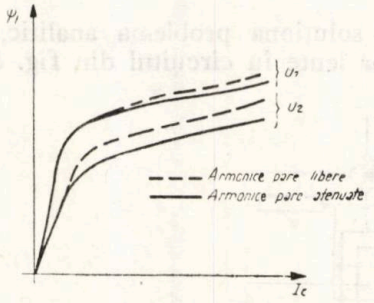


Fig. 10. Alura caracteristicii flux constant — curent de comandă.

Urmărind experimental modul de variaţie al fluxului constant în funcţie de curentul de comandă, alegînd drept parametru tensiunea alternativă, atît în condiţiile magnetizării naturale cît şi ale celei forţate, s-au obţinut caracteristici care se asemănă cu cele de magnetizare (fig. 10). Aceste caracteristici se pot aproxima suficient de exact prin două segmente de dreaptă de pante diferite. Presupunînd că domeniul de funcţionare se situează în lungul unuia din segmente, se pot scrie relaţiile:

$$\psi_c = \psi_0 + k I_c \quad \text{sau} \quad \psi_l = \psi_0 + k i_l. \tag{10, 11}$$

Din (11), prin derivare de două ori, se obţine:

$$\frac{d^2\psi_l}{dt^2} = k\frac{d^2 i_l}{dt^2}. \tag{12}$$

Substituind (12) în (9) rezultă:

$$k\frac{d^2 i_l}{dt^2} + \left(R - \frac{du_{rl}}{dt}\right)\frac{di_l}{dt} + \frac{1}{C} i_l = 0. \tag{13}$$

Înlocuind în (7) pe I_c cu i_l și derivînd se obține:

$$\frac{du_{rl}}{dt} = b_1 - 3b_3 i_l^2 \cdot \tag{14}$$

În sfîrșit, introducînd (14) în (13) ajunge la ecuația:

$$\frac{d^2 i_l}{dt^2} - (\alpha - \beta i_l^2)\frac{di_l}{dt} + \omega_R i_l = 0, \tag{15}$$

unde:

$$\alpha = -\frac{R - b_1}{k}, \quad \beta = \frac{3b_3}{k}, \quad \omega_R = \frac{1}{kC}. \tag{16}$$

Ecuația (15) este de tip van der Pol, soluția ei fiind un semnal periodic, în cazul de față oscilația lentă.

Primită la 22 martie 1971

Institutul politehnic, Iași,
Catedra de electrotehnică și măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Боголюбов В. Е., *Квазирелаксационные колебания в феррорезонансных цепях с подмагничиванием.* Электрилество, *6* (1949).
2. Бессонов Л. А., *Автоколебания в электрических цепях со сталью.* ГЭИ, М., 1968.
3. Бессонов Л. А., *Нелинейные электрические цепи.* Высшая школа, М., 1964.
4. Hayashi C., *Nonlinear Oscillations in Physical Systems.* Mc. Graw-Hill, 1964.
5. Savin Gh., Zitron N., Balan D., *Oscilații lente în circuite ferorezonante.* Comunicare prezentată în sesiunea I. C. P. E., sept. 1970.

LANGSAME SCHWINGUNGEN IN DURCH RÜCKWIRKUNG GESTEUERTEN FERRORESONANTENKREISEN

(Zusammenfassung)

In der Arbeit werden einige Gesichtspunkte der Erzeugung von langsamen Schwingungen in den Ferroresonantenkreisen die durch Rückwirkung gesteuert sind, untersucht. Es wird die Erscheinung für den beiden Arbeitsfälen der nichtlinearen Spule — freie und gezwungene Magnetisierung — analysiert. Man unterstreicht besonders die Existenz der langsamen Schwingungen im gezwungenen Magnetisierungsvorgang, sowie auch die Beziehung zwischen diesen Prozess und die Kernverluste. Einige analytische Gesichtspunkte des Problems sind präsentiert.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Seria IV
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 621.316.11

REGIMUL TRANZITORIU ÎN CIRCUITUL DUBLUFERORezonant PARALEL*)

DE

ILIE POPESCU

1. Introducere

Studiul circuitului dubluferorezonant paralel (CDFP), constituit din gruparea în paralel a unui rezistor liniar, a unui condensator liniar şi a unei bobine neliniare comandate, în regim tranzitoriu, este complicat; soluţia analitică riguroasă a ecuaţiei diferenţiale neliniare a circuitului poate fi obţinută numai în cazuri particulare. De aceea în studiul regimurilor tranzitorii în circuitele neliniare au căpătat o mare răspîndire metodele calitative, bazate pe cercetarea laturii fizice a proceselor în fiecare schemă concretă, iar pentru obţinerea relaţiilor cantitative se utilizează metode numerice şi aproximative de calcul.

În această lucrare se analizează comportarea CDFP în regim tranzitoriu, [1], [3], aproximînd în mod adecvat, pe porţiuni, caracteristica V — A, neliniară, a bobinei comandate, în cazul materialelor magnetice cu saturaţie rapidă şi cu pierderi foarte mici [6], circuitul fiind excitat cu un semnal sinusoidal.

Studiul regimului tranzitoriu în acest circuit pune în evidenţă apariţia regimurilor de releu fără contacte şi modul în care influenţează armonicele din circuit existenţa acestor regimuri.

2. Circuitul dubluferorezonant paralel alimentat cu tensiune sinusoidală

CDFP real poate fi considerat ca o impedanţă neliniară în paralel cu un condensator cu pierderi (fig. 1), a cărei schemă echivalentă în cazul general este reprezentată în fig. 2. Aici r_c reprezintă rezistenţa serie echi-

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2–4 iulie 1970.

valentă de pierderi a condensatorului, r_L—rezistenţa neliniară echivalentă pierderilor în bobina neliniară, iar R_2—rezistenţa de reglaj a curentului total din circuit.

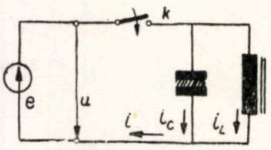


Fig. 1

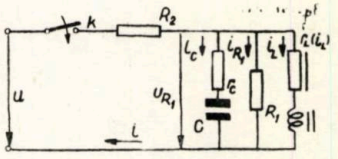


Fig. 2

Schema echivalentă de funcţionare în regim tranzitoriu este redată în fig. 3, unde caracteristica V — A, neliniară, a bobinei, s-a liniarizat convenabil pe porţiuni, astfel că inductivităţilor dinamice din ecuaţiile de funcţionare (1) ale circuitului le corespund inductivităţi statice L_1, L_2 în serie cu generatoare echivalente de t.e.m. E_{II0} şi E_{III0}.

Ecuaţiile de funcţionare ale circuitului reprezentat în schema echivalentă din fig. 3, pentru prima porţiune liniarizată a caracteristicii $u(i)$, (după închiderea întrerupătoarelor K şi K_1), sînt de forma:

$$(1) \qquad u_{R_1} = u_C = u_L, \qquad u = R_2 i + u_{R_1}, \qquad i = i_L + i_C + i_{R_1},$$

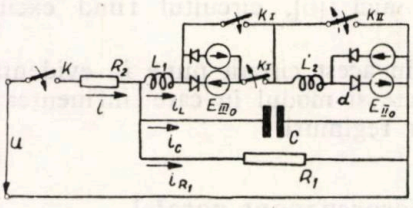


Fig. 3

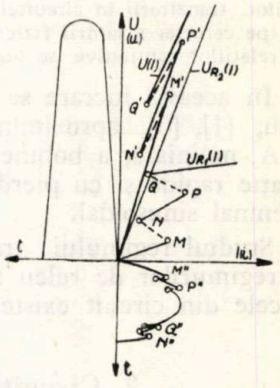


Fig. 4

unde:

$$u_L = \frac{d\psi_L(i_L)}{dt}, \qquad u_C = \frac{1}{C}\int_{-\infty}^{t} i_C\, dt, \qquad u_{R_1} = R_1 i_{R_1}.$$

Se observă din fig. 3 că este posibil să se definească pe caracteristica V — A, funcție de amplitudinea semnalului aplicat (tensiune sinusoidală), trei domenii distincte și anume:

I. Prima porțiune — la semnal de intrare mic ($U < U_{M'}$). Pe această porțiune circuitul este considerat liniar și regimul permanent spre care tinde este periodic, sinusoidal.

II. A doua porțiune — la semnal de intrare mediu ($U_{M'} < U < U_{P'}$). În acest domeniu circuitul este considerat de asemenea liniarizat dar regimul permanent spre care tinde este periodic, nesinusoidal (regim deformant).

III. Porțiunea a treia — la semnale de intrare mari ($U > U_{P'}$). Regimul permanent spre care tinde circuitul este de asemenea periodic nesinusoidal.

Soluția de regim tranzitoriu care interesează ține seama de procesele care se produc pe fiecare din porțiunile caracteristicii V — A rezultante a circuitului, precizate mai sus.

În prima etapă se studiază comportarea CDFP în regim tranzitoriu pentru semnale de intrare mici, deci regimuri în care circuitul funcționează pe porțiunea I.

Dacă circuitul se cuplează la o tensiune sinusoidală, fiind liniarizat, i se poate aplica o metodă simbolică de studiu (de ex. metoda operațională) și atunci ecuațiile de funcționare vor fi de forma:

$$(2)\quad \begin{cases} \mathfrak{L}u = R_2\mathfrak{L}i + R_1\mathfrak{L}i_{R_1}, \qquad \mathfrak{L}u = R_2\mathfrak{L}i + \dfrac{1}{pC}\mathfrak{L}i_C + \dfrac{U_C(0)}{p}, \\ \mathfrak{L}u = R_2\mathfrak{L}i + pL_1\mathfrak{L}i_L - L_1 i_L(0), \\ \mathfrak{L}i = \mathfrak{L}i_{R_1} + \mathfrak{L}i_C + \mathfrak{L}i_{L_1}, \qquad \mathfrak{L}i = \mathfrak{L}i_I, \qquad u = U_m \sin(\omega t + \gamma), \end{cases}$$

unde:

$$(3)\quad L_1 = \frac{\psi_A - \psi_0}{i_A - i_0} = \frac{\psi_A}{i_A} = L_0.$$

De asemenea se definesc inductivitățile:

$$(3')\quad L_2 = \frac{\psi_B - \psi_A}{i_B - i_A}, \qquad L_2' = L_2 - L_1, \qquad L_3 = \frac{\psi_C - \psi_B}{i_C - i_B} = L_{sat} \cong L_0 = L_2.$$

Imaginea semnalului răspuns (curentului) în circuit va fi:

$$(4)\quad \mathfrak{L}i_I = \frac{p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2}{p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2} \cdot \frac{\mathfrak{L}u}{R_2} - \frac{p}{p^2 + 2\alpha_s p + \omega_{0I}^2} \cdot \frac{U_C(0)}{R_2} + \frac{1}{p^2 + 2\alpha_s p + \omega_{0I}^2} \cdot \frac{i_L(0)}{R_2 C},$$

unde:

(5) $$\alpha = \frac{1}{2R_1C}, \qquad \alpha_S = \frac{R_1 + R_2}{2R_1R_2C}, \qquad \omega_{0I}^2 = \frac{1}{L_1C}.$$

Semnalul răspuns în circuit la o excitaţie sinusoidală se poate determina din relaţia (4) în cazurile ideale $R_2 \to 0$ (studiat în [6]) şi $R_2 \to \infty$ (circuitul fiind alimentat cu curent sinusoidal) sau în cazul real cînd R_2 are o valoare finită mai mare decît valoarea critică R_{2cr}.

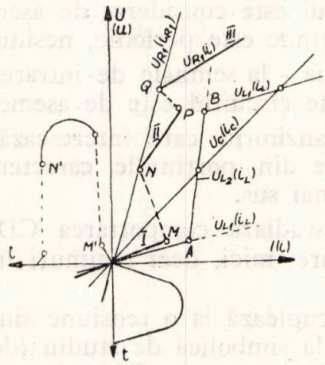


Fig. 5

3. Regimul tranzitoriu în circuitul dubluferorezonant paralel alimentat cu curent sinusoidal

CDFP reprezentat în fig. 6 se consideră în acest caz alimentat de la un generator de curent iar ecuaţiile sale de funcţionare sînt de forma:

(6) $$i_{L_1} + i_C + i_{R_1} = i, \qquad L_1 \frac{\mathrm{d}i_{L_1}}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{C}\int_{-\infty}^{t} i_C \,\mathrm{d}t = 0, \qquad L_1 \frac{\mathrm{d}i_{L_1}}{\mathrm{d}t} - R_1 i_{R_1} = 0,$$

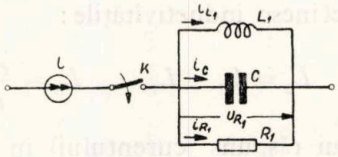


Fig. 6

sau sub formă operaţională;

(7) $$\mathfrak{L}i_{L_1} + \mathfrak{L}i_C + \mathfrak{L}i_{R_1} = \mathfrak{L}i, \qquad pL_1\mathfrak{L}i_{L_1} - \frac{1}{pC}\mathfrak{L}i_C = \frac{U_C(0)}{p} + L_1 i_L(0),$$

$$pL_1\mathfrak{L}i_{L_1} - R_1\mathfrak{L}i_{R_1} = L_1 i_{L_1}(0).$$

În acest caz:

$$i = i_I = I_m \sin(\omega t + \gamma), \quad \text{cu} \quad I_m = \frac{U_m}{R_2}.$$

Imaginea curentului $\mathfrak{L}i_{R_1}$, obținută prin soluționarea sistemului (7), este de forma:

$$\mathfrak{L}i_{R_1} = \frac{2\alpha p}{p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2}\,\mathfrak{L}i_I + \frac{2\alpha p}{p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2}\,CU_C(0) - \frac{2\alpha}{p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2}\,i_L(0), \tag{8}$$

unde $u_{R_1} = R_1 i_{R_1}$ reprezintă răspunsul (tensiunea la bornele circuitului dubluferorezonant) din circuitul excitat cu un curent sinusoidal, în regim tranzitoriu.

Imaginea curentului, (relația (8)), în cazul cînd se consideră condițiile inițiale nule ($i_{L_1}(0) = 0$, $U_C(0) = 0$) devine:

$$\mathfrak{L}i_{R_1} = \frac{2\alpha p(\omega \cos\gamma + p \sin\gamma)}{(p^2 + \omega^2)(p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2)}\,I_m = \frac{A(p)}{B(p)} = \frac{U(p)}{(p^2 + \omega^2)\,V_2(p)}, \tag{9}$$

unde:

$$U(p) = 2\alpha p(\omega \cos\gamma + p \sin\gamma) I_m, \qquad V_2(p) = p^2 + 2\alpha p + \omega_{0I}^2,$$
$$V_2'(p) = 2p + 2\alpha, \tag{10}$$

rădăcinile ecuației $V_2(p) = 0$ fiind $p_{3,4} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_{0I}^2} = -\alpha \pm \beta$.

Aplicînd teorema dezvoltării, curentul i_{R_1} rezultă a fi de forma:

$$i_{R_1} = i_{R_1 p} + i_{R_1 l} = \sum_{k=1}^{4} \frac{A(p_k)}{B'(p_k)}\,e^{p_k t} = \mathcal{R}e\left|\frac{U(j\omega)}{j\omega V_2(j\omega)}\,e^{j\omega t}\right| + \sum_{k=3}^{4} \frac{U(p_k)}{(p_k^2 + \omega^2)\,V_2'(p_k)}\,e^{p_k t}. \tag{11}$$

În funcție de rădăcinile ecuației $V_2(p) = 0$ curentul i_{R_1} are componenta liberă: a) aperiodică, b) aperiodică critică sau c) oscilantă. Apartenența circuitului la unul din aceste regimuri depinde numai de parametrii circuitului.

a) Studiul regimului *aperiodic* ($\beta > 0$) poate fi făcut cu ajutorul relației

$$u_{I_a}' = R_1 i_{R_1 a} = Z_1 I_m \sin(\omega t + \gamma - \varphi_1) + 2R_1 \sqrt{A_3' A_4'}\, I_m\, e^{-\alpha t} \operatorname{sh}(\beta t + \sigma_1) = U_{I_{pa}} \sin(\omega t + \gamma - \varphi_1) + U_{I_{la}} e^{-\alpha t} \operatorname{sh}(\beta t + \sigma_1), \tag{12}$$

unde:

$$(13)\begin{cases} Z_1 = \dfrac{1}{Y_1} = \sqrt{\left(\dfrac{1}{R_1}\right)^2 + \left(\omega C - \dfrac{1}{\omega L_1}\right)^2}, \quad \varphi_1 = \operatorname{arc\,tg} R_1\left(\omega C - \dfrac{1}{\omega L_1}\right), \quad \omega C < \dfrac{1}{\omega L_1}; \\ A_3 = \dfrac{U(p_3)}{(p_3^2 + \omega^2)\, V_2'(p_3)} = \dfrac{U(p_3)}{2\beta\,(p_3^2 + \omega^2)}, \\ A_4 = \dfrac{U(p_4)}{(p_4^2 + \omega^2) V_2'(p_4)} = \dfrac{U(p_4)}{-2\beta(p_4^2 + \omega^2)}, \qquad \sigma_1 = \operatorname{argth} \dfrac{A_3' - A_4'}{A_3' + A_4'}; \\ A_3' = A_3, \quad A_4' = -A_4, \quad \alpha = \dfrac{1}{2R_1 C}, \quad \omega_{0I}^2 = \dfrac{1}{L_1 C}. \end{cases}$$

Pentru ca circuitul studiat, cuplat la un generator de curent sinusoidal, să funcționeze pe prima porțiune a caracteristicii, după stingerea regimului tranzitoriu, este necesar să fie satisfăcută relația:

$$(14) \qquad (u_{I_a})_{\max} \leqslant (u_M)_{\max}, \text{ cu } (u_M)_{\max} = U_{m_M} = Z_1 I_{m_M}.$$

Din relația (14) rezultă, la limită, valori critice pentru mărimile și parametrii din circuit. Aceste valori se pot determina analitic cu ajutorul relațiilor:

$$(15) \quad Z_1 I_m \sin(\omega t_m + \gamma - \varphi_1) + 2R_1 \sqrt{A_3' A_4'}\, I_m \operatorname{sh}(\beta t_m + \sigma_1)\, e^{-\alpha t_m} = Z_1 I_{m_M},$$

$$(16) \quad \frac{du_{I_a}}{dt} = \omega Z_1 I_m \cos(\omega t + \gamma_1 - \varphi_1) - \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}\, U_{I_a} e^{-\alpha t} \operatorname{sh}(\beta t + \sigma_1 - \theta_1) = 0.$$

Utilizînd notațiile:

$$\alpha^2 - \beta^2 = \omega_{0I}^2, \quad \frac{\alpha}{\beta} = \sqrt{1 - 4Q_1^2}, \quad Q = \frac{R_1}{\rho_1}, \quad \rho_1 = \sqrt{\frac{L_1}{C}}, \quad \theta_1 = \operatorname{argth} \frac{\beta}{\alpha},$$

relația (16) devine:

$$(17) \qquad \omega Z_1 I_m \cos(\omega t + \gamma_1 - \varphi_1) = \omega_{0I} U_{I_{1a}} e^{-\alpha t} \operatorname{sh}(\beta t + \sigma_1 - \theta_1).$$

Deoarece soluția analitică exactă a ecuației (17) este dificil de obținut se poate recurge la metode grafo-analitice sau aproximative.

În acest ultim caz ecuația (17) se poate aproxima cu:

$$(18)\qquad \left[1-\frac{1}{2}(\omega t_m+\gamma_1-\varphi_1)^2+\ldots\right]\cong K(1-\alpha t_m)(\beta t_m+\sigma_1-\theta_1)$$

unde:

$$K=\frac{\omega_{0I}}{\omega}\cdot\frac{U_{I_{1a}}}{U_{I_{pa}}}\approx 1,\qquad \omega_{0I}>\omega_0,\qquad U_{I_1}<U_{I_p}.$$

Rădăcinile acestei ecuaţii sînt:

$$(19)\qquad t_{m_{1,2}}=\frac{-b\pm\sqrt{b^2-4ac}}{2a},\qquad (b^2\geqslant 4ac),$$

cu

$$(20)\qquad a=K\alpha\beta-\frac{1}{2}\omega^2,\qquad b=K\alpha(\sigma_1-\theta_1)-K\beta-\omega(\gamma_1-\varphi_1),$$
$$c=1-K(\sigma_1-\theta_1)-(\gamma_1-\varphi_1)^2.$$

Rezultă pentru t_m un şir de valori (deoarece semnalul este alternativ) din care interesează numai cele pentru care amplitudinea tensiunii u_{I_a} este maximă. Determinarea pe cale analitică a acestor soluţii este destul de anevoioasă şi de aceea se utilizează o metodă grafo-analitică, mult mai simplă şi sugestivă totodată. Soluţionarea ecuaţiei (17) pe o astfel de cale se efectuează în două cazuri şi anume, cînd amplitudinea semnalului răspuns a CDFP este maximă (fig. 7), respectiv minimă (fig. 8).

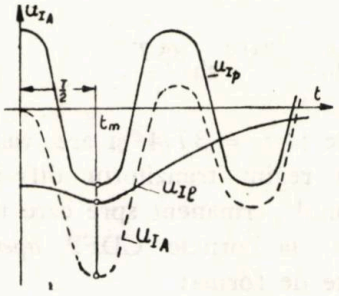


Fig. 7

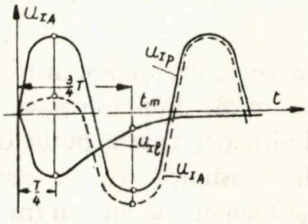


Fig. 8

În cazul cînd întrerupătorul K se închide la $t=0$ se obţin, pentru momentul iniţial, ecuaţiile:

$$(21)\qquad \frac{\gamma_1-\varphi_1}{\omega}=\frac{T}{4},\qquad t_{m_1}=(2n-1)\frac{T}{2}\qquad \text{(de obicei } n=1).$$

Folosind (17) rezultă:

$$t_{m_I} = \frac{\theta_1 - \sigma_1}{\beta} = t_{m_{1,2}} = \frac{T}{2}.$$

Se poate observa că t_m depinde de valorile parametrilor din circuit. Cînd circuitul are constanta de amortizare mare, maximul componentei libere tinde să dispară: $|U_{p_m}| \cong |U_l(t_m)|$ şi deci $(u_{I_a})_{\max} \leqslant 2(U_{I_p})_{\max}$, $2Z_1I_1 < Z_1I_M$ de unde rezultă:

$$I_I < \frac{1}{2} I_M. \tag{22}$$

Acest caz corespunde situaţiei cele mai dezavantajoase de cuplare la reţea a circuitului (cu condiţia ca după stingerea regimului tranzitoriu circuitul să funcţioneze pe prima porţiune). Pentru valori ale curentului de alimentare mai mici decît valoarea critică I_I nu se observă experimental nici un salt pe porţiunea II sau III a caracteristicii V — A rezultante a circuitului.

Amplitudinea semnalului răspuns este minimă cînd, la $t = 0$, $u_{I_p}(0) = u_{I_l}(0) = 0$, adică atunci cînd:

$$\gamma_1 - \varphi_1 = 0, \quad \sigma_1 = 0; \quad t_{m_p} = \frac{T}{4} = t_{m_l}, \quad t_m = \frac{3T}{4} \tag{23}$$

şi deci $(u_{I_a})_{\max} - U_{I_p} = U_{I_{I_a}}\left(\frac{3T}{4}\right)$, de unde se deduce:

$$I_I < I_M - \Delta I \quad \text{cu} \quad \Delta I = \sqrt{2A'_3A'_4}\, e^{-3\alpha T/4} \operatorname{sh}\frac{3\beta T}{4}. \tag{24}$$

În acest caz supratensiunea se regăseşte la $t_m = 3T/4$ şi are valoarea cea mai mică. Funcţionarea circuitului în regim tranzitoriu diferă, în această situaţie, foarte puţin de cea în regimul permanent spre care tinde.

b) Tensiunea u_{R_I} în regim tranzitoriu, la bornele CDFP *aperiodic critic*, alimentat cu un curent sinusoidal, este de forma:

$$u_{R_{Ib}} = Z_1I_m \sin(\omega t + \gamma_1 - \varphi_1) + R_1(K_1 + K_2t)\, e^{pt}, \tag{25}$$

unde:

$$\begin{cases} K_1 = -I_{m_{Ib}} \sin(\gamma_1 - \varphi_1), \\ K_2 = \dfrac{I_m}{CR_1} \sin\gamma_1 - \omega I_{m_{Ib}} \cos(\gamma_1 - \varphi_1) + pI_{m_{Ib}} \sin(\gamma_1 - \varphi_1), \quad \text{cu } p = -\alpha. \end{cases} \tag{26}$$

Regimul tranzitoriu, caracterizat de componenta liberă $u_{I_{lb}}$, poate să dispară cînd sînt satisfăcute condițiile:

$$(27)\quad \begin{cases} K_1 = 0 \quad \text{deci} \quad \gamma_1 - \varphi_1 = k\pi, \qquad (k = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots); \\ K_2 = 0 \quad \text{deci} \quad \sin\gamma_1 = \sin\varphi_1 = \omega CR_1 \frac{I_{m_{Ib}}}{I_m} \neq \frac{\omega C}{Y_1} = \omega C Z_1. \end{cases}$$

În acest caz β rezultă imaginar și deci contravine condițiilor de funcționare în regim aperiodic critic.

Componenta de regim liber va prezenta un maxim pentru:

$$(28)\quad t_m = 2RC + \left[\frac{1}{Z_1 C}\cdot\frac{\sin\gamma_1}{\sin(\gamma_1-\varphi_1)} - \frac{\omega Z_1}{R_1}\operatorname{ctg}(\gamma_1-\varphi_1) - \frac{1}{2RC}\right]^{-1} = 2\tau_b + \Delta\tau_b.$$

Valorile maxime și minime ale amplitudinii semnalului răspuns în circuit se obțin în mod similar ca în cazul a), concluziile fiind asemănătoare.

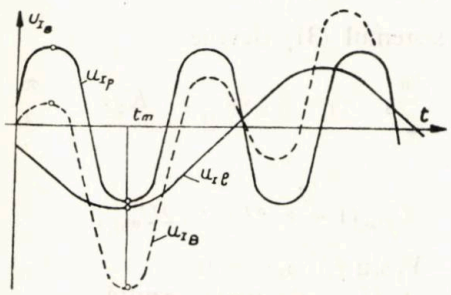


Fig. 9

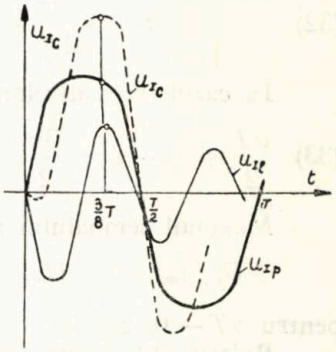


Fig. 10

c) Tensiunea u_{R_I} la bornele CDFP alimentat de la un curent sinusoidal în regim oscilant, va fi:

$$(29)\quad u_{R_{Ic}} = U_{m_{R_1}} \sin(\omega t + \gamma_1 - \varphi_1) + R_1 K_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega_p t + K_2),$$

unde:

$$(30)\quad \begin{cases} U_{m_{R_1}} = \sqrt{2}\, Z_1\, I, \qquad \omega_p = -\beta, \qquad K_1 = -\dfrac{I_{mR_I}\sin(\gamma_1-\varphi_1)}{\sqrt{1+\operatorname{ctg}^2 K_2}}, \\ \operatorname{ctg} K_2 = \dfrac{\alpha}{\omega_p} + \dfrac{\omega}{\omega_p}\operatorname{ctg}(\gamma_1-\varphi_1) - \dfrac{Y_1}{\omega_p C}\cdot\dfrac{\sin\gamma_1}{\sin(\gamma_1-\varphi_1)}. \end{cases}$$

Condiţiile $K_1 = 0$, $\operatorname{tg} K_2 = 0$, $(\omega C \neq Y_I \sin \gamma_1 \neq 0)$ sînt satisfăcute cînd $G_1 = 1/R_1 \to 0$. În cest caz componenta liberă u_{I_C} oscilează cu frecvenţa proprie ω_p. Amplitudinea semnalului u_{I_C} are o valoare maximă cînd (fig. 9) este satisfăcut sistemul de ecuaţii:

$$\omega t_m + \gamma_1 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}, \qquad \omega_p t_{m_p} + K_2 = k\frac{\pi}{2}. \tag{31}$$

De exemplu, la $t=0$, dacă $\gamma_1 - \varphi_1 = 0$, $\omega_p = (2k+1)\omega$ iar dacă $\gamma_1 - \varphi_1 = \pi/2$, $\omega_p = 2k\omega$.

Se poate observa că timpul după care se produce maximul semnalului răspuns precum şi valoarea acestui maxim depind de rangul armonicei de pulsaţie ω_p care apare în circuit şi de condiţiile iniţiale (faza iniţială a curentului sinusoidal aplicat). Faza iniţială care favorizează apariţia unui maxim trebuie să fie $\gamma_1 = \varphi_1$ iar pentru armonicele pare este necesar ca faza iniţială să tindă la $\gamma_1 = \varphi_1 + \pi/2$.

Soluţionînd sistemul (31) se obţine, în cazul armonicelor de rang impar:

$$t_{m_p} = \frac{k\pi}{2\omega_p} - \frac{K_2}{\omega_p} = \frac{k\pi}{2(2k+1)\,\omega} - \frac{K_2}{(2k+1)\,\omega}. \tag{32}$$

În cazul armonicelor de rang par sistemul (31) devine:

$$\frac{\omega T}{2} + \gamma_1 - \varphi_1 = \frac{3\pi}{2}, \quad \omega_p \frac{T}{2} + K_2 = \frac{3\pi}{2}, \quad \gamma_1 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}, \quad K_2 = -\frac{\pi}{2}. \tag{33}$$

Maximul semnalului răspuns va fi:

$$U_{R_C}(t_m) = |-U_{m_{R_1}} - U_{m_{R_1}} e^{-\alpha T}| = |U_{m_{R_1}}(1 + e^{-\alpha T})| \cong 2U_{m_{R_1}},$$

pentru $\alpha T \to 0$, $\operatorname{ctg} K_2 = 0$ şi deci $(\alpha C - Y_1 \sin \gamma_1)/\omega_p C = 0$.

Relaţia (14) devine în acest caz $2U_m < U_{m_M}$, de unde rezultă

$$I_m < \frac{1}{2} I_{m_M}, \qquad I_I < \frac{1}{2} I_{I_M}, \qquad I < \frac{1}{2} I_M. \tag{34}$$

Pentru un circuit dat (fig. 2) se poate determina faza iniţială γ_1 corespunzătoare amplitudinii maxime şi invers.

Supratensiunea care se obţine poate fi de maximum două ori mai mare decît amplitudinea de regim permanent şi este favorizată de armonicele de rang impar, după cum rezultă din fig. 9.

Amplitudinea tensiunii la bornele CDFP, în regim tranzitoriu, este minimă atunci cînd componenta de regim liber are pulsaţia ω_p a unei armonice pare (fig. 10) şi îndeplineşte condiţiile:

$$\omega t + \gamma_1 - \varphi_1 = \frac{3\pi}{4}, \qquad \omega_p t_p + K_2 = k\frac{3\pi}{4}. \tag{35}$$

Prima din ecuațiile (35) furnizează:

$$t_1 = \frac{3\pi}{4\omega} - \frac{\gamma_1 - \varphi_1}{\omega} = t_{\min},$$

iar a doua ecuație (35) conduce la:

$$t_{m_p} = k\frac{3\pi}{4\omega_p} - \frac{K_2}{\omega_p}.$$

Pentru ca $t_1 = t_{m_p}$ este necesar ca $3\pi/4\omega = (3\pi/4\omega_p)\, k$ adică $k = \omega_p/\omega =$ = număr întreg. De exemplu, pentru $k = 2$

$$u_{R_1}(t_1) = U_{m_{R_1}} \sin\frac{3\pi}{4} - U_{m_{R_1}} e^{-\alpha t_1} \sin\frac{3\pi}{2} = U_{m_{R_1}}(\sin\frac{3\pi}{4} + e^{-\alpha t_1}) \cong \tag{36}$$

$$\cong 1{,}7\, U_{m_{R_1}}, \qquad (G_1 = 0).$$

În cazul real ($G_1 \neq 0$)

$$u_{R_1}(t_1) < 1{,}7\ U_{m_{R_1}} < U_{m_M} \text{ și deci } I < \frac{1}{1{,}7} I_M \text{ sau } I < \frac{2}{3} I_M. \tag{37}$$

În concluzie amplitudinea minimă se atinge după un timp $t_1 = 3T/8$ pentru armonice de rang par și după $t_1 = T/6$ pentru armonice de rang impar. faza inițială fiind în primul caz $\gamma_1 = \varphi_1$ iar în al doilea caz $\gamma_1 = \varphi_1 + \pi/2$. Deci pentru ca circuitul studiat să funcționeze pe prima porțiune a caracteristicii V — A este suficient ca valoarea maximă a curentului de alimentare să satisfacă relația (37).

Cînd condițiile de funcționare pe prima porțiune nu sînt îndeplinite, după un timp t_M circuitul, în regim tranzitoriu, va tinde să funcționeze pe porțiunea II a caracteristicii V — A rezultante, ceea ce este echivalent cu închiderea întrerupătorului K_1 în schema din fig. 2. În acest caz condițiile inițiale ale regimului tranzitoriu de pe porțiunea II rezultă din regimul tranzitoriu de pe prima porțiune iar regimul permanent spre care tinde circuitul este periodic dar nesinusoidal. Studiul analitic, în acest, caz prezintă dificultăți; rezultatele obținute vor fi publicate într-o notă viitoare.

4. Rezultate experimentale

Rezultatele obținute pe cale teoretică au fost verificate experimental cu ajutorul schemei reprezentate în fig. 11.

Aici *C.S.* reprezintă o cheie sincronă care permite închiderea circuitului la oricare fază inițială a curentului, *O*—oscilograf (osciloscop tip TR-4101-D), *B.C.*—bobină cu miez feromagnetic comandată în c.c., în schemă de amplificator magnetic tip ZK 115 ultraperm.

Se poate observa că rezultatele teoretice au putut fi verificate experimental atît în valori efective (citite la instrumentele electromagnetice de măsură) cît şi în valori maxime (observate la osciloscop).

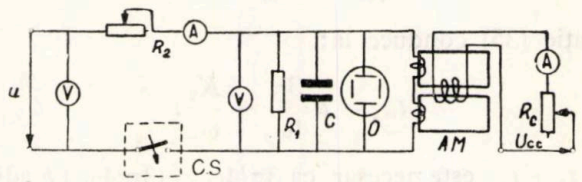


Fig. 11

5. Concluzii

1. Studiul regimului tranzitoriu prezintă un interes deosebit în funcţionarea tuturor circuitelor, dar mai ales în circuitele de comutaţie unde regimul funcţionare este dinamic.

2. Tratarea teoretică, prin metoda liniarizării convenabile a caracteristicii elementului neliniar din circuit, permite obţinerea relaţiilor de funcţionare stabilă a CDFP în cazul cînd se cuplează la un generator de curent sinusoidal. Un studiu analitic al regimului tranzitoriu al CDFP, în condiţiile precizate, nu a fost întîlnit în literatură deşi pentru forma caracteristicii neliniare a bobinei date constituie procedeul cel mai indicat.

3. Se poate pune în evidenţă un element logic tristabil sensibil la faza semnalului aplicat (pentru aceeaşi valoare efectivă a semnalului de intrare), deci funcţionînd în regim tranzitoriu.

4. S-au determinat de asemenea valorile limită ale parametrilor şi mărimilor pentru care circuitul funcţionînd în regim tranzitoriu se apropie cel mai mult sau nu de funcţionarea în regim permanent, cunoscută.

5. S-a pus în evidenţă modul in care armonicele sau subarmonicele proprii din circuit influenţează esenţial funcţionarea circuitului în regim tranzitoriu.

6. Acest studiu teoretic unitar al regimului tranzitoriu, verifica experimental, conduce la numeroase posibilităţi de aplicare ca element logic, traductoare amplificatoare, modulatoare etc. a CDFP.

Primită la 2 noiembrie 1970

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică şi măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Savin Gh., Simion E., Popescu I., *Circuits à double ferrorésonance utilisant de bobines à noyaux ferromagnétiques magnétisées en courant continu.* R. G. É., **74**, *5* (1965).

2. Hayashi Ch., *Nonlinear Oscillation in Physical Systems.* Mc Graw-Hill Book, New-York, 1964.
3. Popescu I., *Untersuchung des Übergangprozesses im zweifachen elektrischen Ferroresonanzkreis.* XIV. Internat. Wiss. Koll., TH Ilmenau, 49(1969).
4. West J. C., Jayawant B. V., Rea D. P., *Transition Characteristics of the Jump Phenomenon in Nonlinear Resonant Circuits.* Proc. IEE, **114**, *3* (1967).
5. Popescu I., Simion Al., *Unele aspecte ale rezonanței în circuitele electrice neliniare serie.* Electrotehnica, **17**, *5* (1969).
6. Popescu I., *Regimul tranzitoriu al circuitului electric paralel cu bobină neliniară comandată.* Bul. Inst. polit. Iași, **XIV(XVII)**, *3—4* (1968).

DER ÜBERGANGSPROZESS IM PARALLELEN ZWEIFACHEN FERRORESONANZKREIS

(Zusammenfassung)

Der mit einem sinusförmigen Strom erregte parallele zweifache Ferroresonazkreis wird im Übergangsprozess durch einer passenden, teilerweisen Annäherung, der nichtlinearen V — A Kennlinie der gesteuerten Spule (im Falle der magnetischen Werkstoffen mit schneller Sättigung und sehr kleinen Verlusten), untersucht.

Die stabile Arbeitsweise des parallelen zweifachen Ferroresonanzkreises, im Falle des Anschliessens bei einer sinusförmigen Stromquelle, wird hervorgehebt. Ebenfalls, werden die Grenzwerten und Parametern bestimmt, sowie auch der Einfluss, der eigenen Harmonischen oder Subharmonischen, auf die Kreisarbeitsweise im Übergangsprozess, analysiert.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

УДК 621.372.8

К ТЕОРИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ (III)

В. М. СТАРЖИНСКИЙ и В. И. КОРОЗА

1. *Введение*

В двух предыдущих заметках было исследовано несколько вопросов, относящихся к распространению электромагнитных волн через периодические волноводы. Так в [1] была установлена система дифференциальных уравнений и исследовалось несколько простых примеров, а в [2] основывалась теорию волноводов с периодическими границами и с постоянным числом волн.

В этом заметке описываются цилиндрические волноводы с периодическим наполнением и установливаются дисперсионные характеристики, вычисляя фазовые и групповые скорости волн.

2. *Цилиндрический волновод с периодическим наполнением. Полосы пропускания в первом и втором приближении*

Рассмотрим волновод, у которого граница П является поверхностью прямого кругового цилиндра с осью симметрии по оси z и радиусом a, а волновое число k изменяется в силу периодичности наполнения по закону (см. II) в начале § 4 [2]):

$$k^2 = k(\theta z)^2 = k_0^2[1 + \varepsilon\varkappa(\theta z)]\,(\varkappa(\theta z + 2\pi) \equiv \varkappa(\theta z),\ \varkappa_{cp} = 0), \tag{2.1}$$

где D — период, а $\theta = 2\pi/D$ — частота изменения наполнения.

Вычислим коэффициенты (2.8) [1] для краевой задачи (1.2)...(1.4) [1]

$$P_{nn'}^{mm} = [k(\theta z)^2 a^2 - (\mu_n^{(m)})^2]\,\delta_{nn'} - \alpha a t_{nn'}^{m\mu},$$

$$G_{nn'}^{mm} = a^2\,\delta_{nn'},\ Q_{nn'}^{mm} = 0,\ G_{nn'}^{mm'} = P_{nn'}^{mm'} = Q_{nn'}^{mm'} = 0,$$

$$(m, m' = 0,1,\ldots,\ M-1;\ m' \neq m;\ n, n' = 0,1,\ldots,\ N-1).$$

Будем иметь для каждой из подсистем при фиксированном m векторное уравнение (2.9) [1]

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{f}}{\mathrm{d}z^2} + [\mathsf{P}_0 + \varepsilon \mathsf{P}_1(\theta z)]\,\mathbf{f} = 0, \tag{2.2}$$

где

$$\mathsf{P}_0 = k_0^2 \mathsf{I}_N - \operatorname{diag}\left(\frac{\mu_n^m}{a}\right)^2 - \frac{\alpha}{a}\mathsf{T}, \quad \mathsf{P}_1 = k_0^2 \varkappa(\theta z)\,\mathsf{I}_N, \tag{2.3}$$

а матрица $\mathsf{T} = \| t_{nn'}^{m\mu} \|$ определяется (2.3) [2]. Ограничимся далее идеально-жесткой границей (краевой задачей (1.2), (1.3) [1]), т. е. положим в (2.3) $\alpha = 0$. Собственные значения ω_n^2 матрицы P_0 равны

$$\omega_n^2 = k_0^2 - \left(\frac{\mu_n^m}{a}\right)^2, \quad (n = 0,1,\ldots, S \leqslant N-1). \tag{2.4}$$

Будем иметь из (2.13) [2] формулу для углового коэффициента касательной к областям неустойчивости в первом квадранте плоскости $\varepsilon\theta$

$$\theta_{jhl}^{m\mu 1} = \frac{1}{l\sqrt{\omega_j \omega_h}} |(\mathsf{P}_1^{(l)} \mathbf{e}_j, \mathbf{e}_h)|.$$

В силу (2.3) будем иметь

$$\theta_{jhl}^{m\mu 1} = \frac{k_0^2 |\varkappa^{(l)}|}{l\omega_j} \delta_{jh}, \; (j, h = 0,1,\ldots, s;\; l = 1,2,\ldots), \tag{2.5}$$

где $\varkappa^{(l)}$ означает комплексный коэффициент Фурье разложения $\varkappa(\theta z)$. Из формулы (2.5) следует, что $\theta_{jhl}^{m\mu 1}$ отличны от нуля только для $h = j$, т. е. „широкими" областями неустойчивости будут лишь области основного резонанса, примыкающие к критическим частотам

$$\theta_{jjl}^{m\mu 0} = \frac{2\omega_j}{l}\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\mu_j^m}{a}\right)^2} \tag{2.6}$$

для $j = 0$ и тех натуральных значений j, $(j = 0, 1, 2, \ldots, p(k_0))$, при которых подкоренное выражение положительно и с теми значениями l, для которых отличны от нуля коэффициенты Фурье разложения $\varkappa(\theta z)$. Записывая последнее в виде

$$\varkappa(\theta z) \sim \sum_{\lambda=1}^{\infty} (\gamma_\lambda \cos \lambda\theta z + \delta_\lambda \sin \lambda\theta z), \quad (\gamma_0 = 0),$$

получим для соответствующего значения

$$\theta_{jjl}^{m\mu 1} = \frac{k_0^2}{l}\left[k_0^2 - \left(\frac{\mu_j^m}{a}\right)^2\right]^{-1/2}\sqrt{\gamma_l^2 + \delta_l^2}$$

область неустойчивости основного резонанса в первом приближении в виде

$$\theta_{jjl}^{m\mu 0} - \theta_{jjl}^{m\mu 1}\varepsilon + \ldots < 0 < \theta_{jjl}^{m\mu 0} + \theta_{jjl}^{m\mu 1}\varepsilon + \ldots. \tag{2.7}$$

Перейдем к вычислению второго приближения для границ областей неустойчивости основных резонансов. Представим уравнение границы области неустойчивости основного резонанса в виде

$$\theta = \theta_{jjl}^{m\mu 0} \mp \theta_{jjl}^{m\mu 1}\varepsilon + \theta_{jjl}^{m\mu 2}\varepsilon^2 + \ldots,$$

условившись, что всюду верхний знак будет соответствовать нижней границе, а нижний — верхней. Используя формулу (1.20) Б. Г. Питтеля [3] после вычислений найдем

$$\begin{aligned}\theta_{jjl}^{m\mu 2} = \frac{k_0^4}{16 l \omega_j^3}\Bigg\{ & -\frac{1}{2}(\gamma_l^2 + \delta_l^2) + 2\sum_{\substack{\lambda=1\\ \lambda\neq l}}^{\infty}\frac{\gamma_\lambda^2 + \delta_\lambda^2}{\lambda^2/l^2 - 1} \mp \\ \mp \frac{1}{\sqrt{\gamma_l^2 + \delta_l^2}}\Bigg[& \gamma_l\sum_{\lambda=1}^{\infty}\frac{\gamma_\lambda\gamma_{l+\lambda} + \delta_\lambda\delta_{l+\lambda}}{\lambda/l\,(1+\lambda/l)} + \delta_l\sum_{\lambda=1}^{\infty}\frac{\gamma_\lambda\delta_{l+\lambda} - \delta_\lambda\gamma_{l+\lambda}}{\lambda/l\,(1+\lambda/l)} - \\ & - \gamma_l\sum_{\lambda=1}^{l-1}\frac{\gamma_\lambda\gamma_{l-\lambda} - \delta_\lambda\delta_{l-\lambda}}{\lambda/l\,(1-\lambda/l)} - \delta_l\sum_{\lambda=1}^{l-1}\frac{\gamma_\lambda\delta_{l-\lambda} + \delta_\lambda\gamma_{l-\lambda}}{\lambda/l\,(1-\lambda/l)} + \\ & + \gamma_l\sum_{\lambda=l+1}^{\infty}\frac{\gamma_\lambda\gamma_{\lambda-l} + \delta_\lambda\delta_{l-\lambda}}{\lambda/l\,(\lambda/l-1)} + \delta_l\sum_{\lambda=l+1}^{\infty}\frac{\delta_\lambda\gamma_{\lambda-l} - \gamma_\lambda\delta_{\lambda-l}}{\lambda/l\,(\lambda/l-1)}\Bigg]\Bigg\}.\end{aligned} \tag{2.8}$$

Примечание. Для волновода с идеально мягкой границей (см. (1.5) [1]) все остается в силе, если в формулах (2.4)...(2.6) и (2.8) заменить μ_j^m на ν_j^m (см. конец § 2).

3. *Дисперсионные характеристики. фазовые и групповые скорости волн*

Решение Флоке, определяемое равенством (1.6) [1]

$$u(\mathbf{r} + D\mathbf{z}^0) = \rho\, u(\mathbf{r})$$

может быть определено эквивалентным ему соотношением

$$u(\mathbf{r}) = e^{ihz} w(\mathbf{r}), \tag{3.1}$$

в котором $w(\mathbf{r}) \equiv w(\mathbf{r} + D\mathbf{z}^0)$ — периодическая по z с периодом D функция, а величина h связана с ρ соотношением[1])

[1]) Этим соотношением значение h определено с точностью до слагаемых $2\pi n/D$, не имеющих для нас принципального значения. Поэтому при необходимости всегда можно считать, что $|\Re e\, h| \leqslant \pi/D$.

$$h = -\frac{\mathrm{i}}{D}\ln\rho. \tag{3.2}$$

Разлагая $w(\mathbf{r})$ в ряд Фурье по переменной z:

$$w(\mathbf{r}) \sim \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(\mathbf{r}_\perp)\exp\left(\mathrm{i}\frac{2\pi n}{D}z\right)$$

и подставляя последнее в (3.1), приходим к разложению

$$u(\mathbf{r}) \sim \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(\mathbf{r}_\perp)\exp(\mathbf{i}h_n z), \tag{3.3}$$

в котором

$$h_n = h + \frac{2\pi n}{D} = h + \vartheta n. \tag{3.4}$$

Представление (3.3) является разложением по так назвываемым пространственным гармоникам — отдельным слагаемым из правой части (3.3).

Вспоминая, что $U(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r})\exp(-\mathrm{i}\omega t)$, получаем из (3.3)

$$U(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(\mathbf{r}_\perp)\exp[\mathrm{i}(h_n z - \omega t)]. \tag{3.5}$$

В полосе пропускания мультипликатор ρ расположен на единичной окружности, при этом (3.2) и (3.4) дают нам вещественные значения h_n, $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$. В этом случае пространственные гармоники согласно (3.5) являются чисто бегущими плоскими волнами с фазовыми скоростями

$$v_{\phi n} = \frac{\omega}{h_n} = \frac{\omega}{h + \vartheta n}, \quad \left(\vartheta = \frac{2\pi}{D};\ n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots\right). \tag{3.6}$$

Как это непосредственно видно из (3.6), всегда существуют пространственные гармоники, обладающие сколь угодно малыми фазовыми скоростями (при достаточно большом значении h).

Важной характеристикой решения Флоке (собственной волны периодической структуры) в полосе пропускания является значение групповой скорости, определяемой выражением

$$v_{\mathrm{гр}} = \frac{1}{\mathrm{d}h/\mathrm{d}\omega}. \tag{3.7}$$

Таким образом, полный набор фазовых скоростей пространственных гармоник (3.6) и групповая скорость волны (2.7) определяются дисперсионной зависимостью $h(\omega)$ рассматриваемой волны в интере-

сующей нас полосе пропускания. В свою очередь дисперсионные зависимости $h(\omega)$ могут быть получены по формуле (3.2), если известны значения $\rho(\omega)$. Ниже будут приведены примеры расчета величины $\rho = \exp(ihD)$.

Рассмотрим волновод с периодической границей (2.6) [2] и постоянным волновым числом (§ 2, [2]). Органичимся идеально-жесткой границей ($\alpha = 0$), т. е. краевой задачей (1.2), (1.3) [1]. Вычислим простой характеристический показатель уравнения (2.10) [2], следуя В. А. Якубовичу и В. Н. Фомину [4]. Именно, допустим, что при некоторым фиксированном $\vartheta \neq \vartheta_{jhl}^{m\mu 0}$ (см. (2.11) [2]) и $\varepsilon = 0$ (рис. 1 [2]) уравнение (2.10) [2] имеет характеристический показатель $i\omega_j$, ($j \geqslant 0$), и притом простой, т. е. ϑ таково, что (см. 2.14) [2]

$$\omega_p \neq \omega_j + m_p \vartheta \tag{3.8}$$

ни при каком целом $p \neq j$. Обозначим $\vartheta z = s$ и запишем уравнение (2.10) [2] в виде

$$\frac{d\mathbf{h}}{ds} = [\mathsf{C} + \varepsilon \mathsf{B}_1(s) + \varepsilon^2 \mathsf{B}_2(s) + \ldots]\mathbf{h}. \tag{3.9}$$

Здесь

$$\mathsf{C} = \begin{pmatrix} 0 & a_-^{-2} I_N \\ -k^2 \vartheta^{-2} a^2 I_N + \vartheta^{-2} \operatorname{diag}(\mu_n^m)^2 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathsf{B}_1 = \begin{pmatrix} -\dot{g}\mathsf{V} & -2ga^{-2} I_N \\ -2k^2 \vartheta^{-2} a^2 g I_N & \dot{g}\mathsf{V}^\tau \end{pmatrix}, \tag{3.10}$$

$$\mathsf{B}_2 = \begin{pmatrix} g\dot{g}\mathsf{V} & 3g^2 a^{-2} I_N \\ -k^2 \vartheta^{-2} a^2 \dot{g}^2 I_N + a^2 \dot{g}^2 \mathsf{S} - a^2 \dot{g}^2 \mathsf{V}^\tau \mathsf{V} & -g\dot{g}\mathsf{V}^\tau \end{pmatrix}.$$

Рассматриваемый характеристический показатель уравнения (2.9) при $\varepsilon = 0$, т. е. собственное значение матрицы C есть $i\Omega_j(0) = i\omega_j/\vartheta$, а отвечающие ему собственные векторы $\mathbf{c}_j$ матрицы C и $\mathbf{d}_j$ матрицы C^τ пронормируем условиями $(\mathbf{c}_j, \mathbf{d}_j) = (\mathbf{d}_j, \mathbf{d}_j) = 1$, тогда

$$\mathbf{c}_j = -i\frac{\sqrt{1 + a^4 \Omega_j^2}}{2a^2 \Omega_j} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_j \\ ia^2 \Omega_j \mathbf{e}_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{d}_j = \frac{1}{\sqrt{1 + a^4 \Omega_j^2}} \begin{pmatrix} -ia^2 \Omega_j \mathbf{e}_j \\ \mathbf{e}_j \end{pmatrix},$$

где $\mathbf{e}_j$ — вектор основного базиса. Из [4] следует, что характеристический показатель уравнения (2.10) [2], отвечающий $i\omega_j$, определяется формулой

$$\mathrm{i}\omega_j(\varepsilon) = \mathrm{i}\omega_j + \varepsilon\vartheta\,(\mathsf{B}_1^{(0)}\mathbf{c}_j, \mathbf{d}_j) +$$

$$+ \varepsilon^2\vartheta\left\{(\mathsf{B}_2^{(0)}\mathbf{c}_j, \mathbf{d}_j) + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}(\mathsf{B}_1(s)\,\widetilde{\mathsf{S}}\mathsf{B}_1(s)\,\mathbf{c}_j, \mathbf{d}_j)\,\mathrm{d}s\right\} + O(\varepsilon^3).$$

Здесь $\mathsf{B}_1^{(0)}$ и $\mathsf{B}_2^{(0)}$ средние значения матриц-функций $\mathsf{B}_1(s)$ и $\mathsf{B}_2(s)$ а $\widetilde{\mathsf{S}}\mathsf{B}_1(s)\,\mathbf{c}_j$ означает 2π-периодическое решение уравнения

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{y}}{\mathrm{d}s} - (\mathsf{C} - \mathrm{i}\Omega_j\,\mathsf{I}_N)\,\mathbf{y} = \mathsf{B}_1(s)\,\mathbf{c}_j.$$

Для уравнения (3.9) $\mathsf{B}_1^{(0)} = 0$, поэтому первая поправка по ε обращается в нуль и будем иметь

$$\mathrm{i}\omega_j(\varepsilon) = \mathrm{i}\omega_j + \mathrm{i}\Delta_j\varepsilon^2\vartheta + O(\varepsilon^3). \tag{3.11}$$

Вычисления дадут

$$\Delta_j = \frac{1}{\Omega_j}\sum_{l=1}^{\infty}\left[3\Omega_j^2 + \frac{k^2}{\vartheta^2} + l^2(v_{0j}^2 + \ldots + v_{sj}^2 - s_{jj})\right]|g^{(l)}|^2 +$$

$$+ \sum_{\substack{l=-\infty \\ (l\neq 0)}}^{\infty}\left\{-\frac{1}{2}l^2\,\Omega_j\,(v_{j0}^2 b_0 + \ldots + v_{js}^2 b_s) + l^2(\Omega_j + l)\,(v_{j0}\,b_0\,v_{0j} + \ldots + \right.$$

$$\left. + v_{js}\,b_s\,v_{sj}) - \frac{1}{2}\cdot\frac{l^2}{\Omega_j}(v_{0j}^2 c_0 + \ldots + v_{sj}^2 c_s) - 2\Omega_j c_j - 2l v_{jj} c_j + \right. \tag{3.12}$$

$$\left. + 2\frac{k^2}{\vartheta^2}\left[2(\Omega_j + l) - \frac{k^2}{\vartheta^2}\cdot\frac{1}{\Omega_j}\right]b_j + 2l\left[\Omega_j(\Omega_j + l) + \frac{k^2}{\vartheta^2}\cdot\frac{l}{\Omega_j}\right]v_{jj}\,b_j\right\}|g^{(l)}|^2.$$

Здесь обозначено

$$\Omega_n = \frac{\omega_n}{\vartheta},\quad b_n = [\Omega_n^2 - (\Omega_j + l)^2]^{-1},\quad c_n = \Omega_n^2 b_n,\quad (n = 0, 1\ldots, s),$$

а $v_{nn'} = v_{nn'}^{m\mu}$, $s_{nn'} = s_{nn'}^{m\mu}$, $(n, n' = 0, 1, \ldots, s)$, определяются формулами (2.2) [2]; $|g^{(l)}| = \frac{1}{2}\sqrt{\alpha_l^2 + \beta_l^2}$.

Примечание. Для волновода с идеально-мягкой границей (т. е. для краевой задачи (1.2) ... (1.5) [1]) все остается в силе, если Ω_n (и соответственно Ω_j) заменить на

$$\frac{1}{\vartheta}\sqrt{k^2 - \left(\frac{\nu_n^m}{a}\right)^2},\quad (n = 0, 1, \ldots, s \leqslant N - 1),$$

а величины $v_{nn'}^{m\mu}$ и $s_{nn'}^{m\mu}$ заменить на $v_{nn'}^{m\nu}$ и $s_{nn'}^{m\nu}$ (см. (2.5) [2]).

Используя выражения (3.11) и (3.12), получим величину h, определяемую выражением (3.2), в виде

$$h = \Omega_j(\varepsilon)\,\vartheta = \omega_j(\varepsilon) = \omega_j(0) + \vartheta\varepsilon^2\Delta_j + O(\varepsilon^3), \quad (\omega_j = \omega_j(0)). \tag{3.13}$$

После подстановки (3.13) в (3.6) и (3.7) определяем значения фазовых и групповой скорости.

Авторы весьма признательны профессору Д. И. Манжерону за неизменное внимание к их работам.

Поступила 1 января 1969 г.

ЗИЛТП и МГУ,
Москва, СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Старжинский В. М., Короза В. И., *К теории периодических волноводов* (I) Bul. Inst. polit. Iași, **XV (XIX)**, *3—4*, s. III, 7—16 (1969).
2. Старжинский В. М., Короза В. И., *К теории периодических волноводов* (II). Bul. Inst. polit. Iași, **XVI (XX)**, *3—4*, s. III, 22—30 (1970).
3. Питтель Б. Г., *Об алгоритме построения границ областей неустойчивости линейных гамильтоновых систем с периодическими коэффициентами.* Сб. *Методы вычисления.* Изд. ЛГУ, вып. *4*, 151—163 (1967).
4. Фомин В. Н., Якубович В. А., *Вычисление характеристических показателей линейных систем с периодическими коэффициентами.* Изд. ЛГУ, вып. *3*, 76—104 (1966).

ASUPRA TEORIEI GHIDURILOR DE UNDĂ PERIODICE (III)

(Rezumat)

Se studiază ghidurile cilindrice cu umplutură periodică și se stabilesc caracteristicile de dispersie calculînd vitezele de fază și de grup ale undelor.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.Z. 621.317.44

STUDIUL FUNCŢIONĂRII SONDELOR MAGNETICE CU MIEZURI INELARE ÎN CIRCUITE AUTOSATURATE ÎN CONTRATIMP*)

DE

PARASCHIVA HABA şi CAMELIA ANDRONE

1. Introducere

În ultimul timp metodele de măsură magnetice îşi găsesc tot mai numeroase aplicaţii la măsurarea mărimilor nemagnetice. În cele mai multe cazuri în aceste măsurători mărimea urmărită este intensitatea cîmpului magnetic sau o diferenţă de astfel de intensităţi.

Printre metodele de detectare şi măsurare a cîmpurilor magnetice foarte slabe se folosesc cu predilecţie sondele magnetice. Pe lîngă alte tipuri de circuite în care se utilizează aceste sonde, cele mai recente sînt circuitele cu autosaturaţie în contratimp. Cu privire la aceste circuite, în literatură [2] se găsesc amănunte doar cu privire la caracteristicile curent — tensiune şi la caracteristicile de comandă ridicate experimental.

În lucrarea de faţă ne-am propus să întreprindem un studiu teoretic şi experimental u nui astfel de circuit.

2. Consideraţii teoretice

În fig. 1 este reprezentat un circuit cu autosaturaţie în contratimp. Din această figură se observă că cele două înfăşurări de excitaţie ale sondei sînt conectate cu diodele D_1 şi D_2 în aşa fel încît fluxurile magnetice produse de solenaţiile porţiunilor semicirculare ale miezului pe de o parte şi fluxurile produse de un cîmp magnetic exterior unidirecţional pe de altă parte, se vor aduna într-o porţiune şi se vor scădea în cealaltă. Redresoarele din circuit au rolul ca impedanţa respectivă a fiecărei înfăşurări a sondei să varieze în concordanţă cu componenta fluxului rezultant continuu ce străbate o porţiune semicirculară a miezului. În acest mod instrumentul de măsură reacţionează la valoarea medie a curenţilor redresaţi de pe ramuri şi indică efectul lor diferenţial. Un potenţiometru legat în paralel cu diodele

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970.

redresoare permite ajustarea punctului de zero în absența cîmpului exterior. Presupunînd că acest circuit este simetric valoarea medie a curentului prin instrument va fi:

$$I = (I_1 - I_2)\frac{R_m}{2R_m + R_a}, \tag{1}$$

în care I_1, I_2 sînt valorile medii ale curenților pe cele două ramuri, R_a — rezistența internă a instrumentului de măsură și R_m — rezistența de amestec a circuitului.

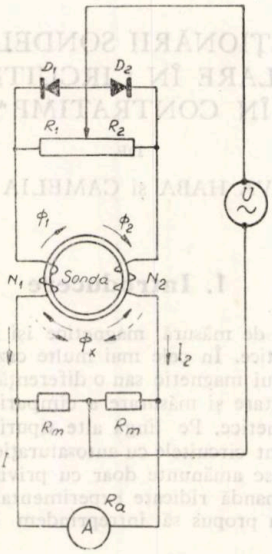


Fig. 1

În mod curent rezistența instrumentului (R_a) este foarte mică în comparație cu aceea a rezistenței de amestec (R_m) și deci:

$$I \approx \frac{1}{2}(I_1 - I_2). \tag{2}$$

Din relația (2) se constată că în cazul egalității curenților de pe ramuri curentul rezultant I este nul. Acesta este cazul cînd sonda nu este plasată într-un cîmp magnetic exterior și impedanțele ramurilor circuitului sînt egale.

Cînd i se aplică sondei un cîmp magnetic exterior ce urmează a fi detectat, aceasta funcționează analog unui amplificator magnetic cu autosaturație, căruia unei porțiuni semicirculare i se aplică un cîmp de comandă pozitiv iar celeilalte un cîmp de comandă negativ. Astfel cele două porțiuni

ale sondei vor lucra pe cicluri de isterezis dinamice parțiale, determinate fiecare de mărimea și sensul cîmpului de comandă (de detectat). Acest fapt are ca urmare dezechilibrarea sondei și deci a circuitului, dezechilibrare care duce la apariția unui curent prin instrumentul de măsură. La schimbarea sensului cîmpului de detectat se va schimba sensul acestui curent.

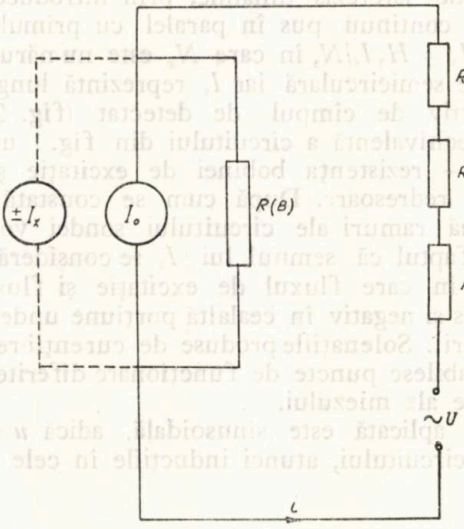


Fig. 2

Funcționarea amplificatoarelor magnetice în circuite autosaturate a fost studiată de mai mulți autori în diverse ipoteze simplificatoare. Modelul lui M. A. Rozenblat [1], la care vom face referire în această lucrare, fiind cel mai potrivit scopului urmărit de noi, se bazează pe următoarele ipoteze:

a) Miezul este construit dintr-un material feromagnetic cu ciclu de isterezis dinamic rectangular la care inducția remanentă este egală cu cea de saturație.

b) Variația în timp a inducției are loc conform relației:

$$\frac{dB}{dt} = r(B)(H - H_0), \tag{3}$$

unde $r(B)$ are dimensiunea variației în timp a permeabilității magnetice și se exprimă în Ω/m, iar H_0 este intensitatea inițială a cîmpului magnetic de la care începe variația lui B.

O bobină construită pe un astfel de miez, alimentată la o sursă de tensiune alternativă, se comportă echivalent cu un circuit electric constituit dintr-un generator de curent continuu legat în paralel cu o reactanță neliniară care depinde de inducție (fig. 2).

În figură $I_0 = H_0 l/N$ iar $R(B) = N^2 S r(B)/l$, în care N este numărul de spire al bobinei, S — secţiunea miezului, l — lungimea medie a circuitului magnetic şi R_0 — rezistenţa înfăşurării bobinei.

Efectul cîmpului magnetic exterior de detectat (H_x) asupra funcţionării sondei poate fi redat în schema echivalentă, analog cu efectul cîmpului iniţial H_0 din ciclul de isterezis dinamic, prin introducerea unui al doilea generator de curent continuu pus în paralel cu primul şi care debitează un curent notat cu $I_x = H_x l_x/N$, în care N_x este numărul de spire al înfăşurării pe o porţiune semicirculară iar l_x reprezintă lungimea acestei porţiuni străbătută efectiv de cîmpul de detectat (fig. 2). În fig. 2 este reprezentată schema echivalentă a circuitului din fig. 1 unde R_s este rezistenţa de sarcină, R_0 — rezistenţa bobinei de excitaţie şi R_d — rezistenţa de trecere a diodei redresoare. După cum se constată schemele echivalente ale celor două ramuri ale circuitului sondei vor fi identice, ele diferind doar prin faptul că semnul lui I_x se consideră pozitiv pe porţiunea semicirculară în care fluxul de excitaţie şi fluxul dat de cîmpul exterior au acelaşi sens şi negativ în cealaltă porţiune unde cele două fluxuri sînt de sensuri contrarii. Solenaţiile produse de curenţii rezultanţi $I_0 \pm I_x$ pe cele două ramuri, stabilesc puncte de funcţionare diferite pentru cele două porţiuni semicirculare ale miezului.

Dacă tensiunea aplicată este sinusoidală, adică $u = U_m \sin \omega t$, şi se neglijează rezistenţa circuitului, atunci inducţiile în cele două semiporţiuni ale sondei sînt:

$$(4) \qquad B_{1,2} = \pm B_{0x} + \frac{U_m}{\omega N S} \int_0^{\omega t} \sin \omega t \, \mathrm{d}(\omega t) = \pm B_{0x} + B_m (1 - \cos \alpha),$$

pentru $\omega t = \alpha \in [0, \alpha^s]$, în care B_{0x} este valoarea inducţiei corespunzătoare cîmpului $H_0 + H_x$, iar α^s este valoarea unghiului la saturaţie. În acest ultim regim inducţiile în cele două semiporţiuni ale sondei rămîn constante, $B_{1,2} = B_s$, pentru $\alpha \in [\alpha^s, \pi]$, cu

$$(5) \qquad B_s = \pm B_{0x} + B_m (1 - \cos \alpha^s_{1,2}),$$

de unde rezultă

$$(6) \qquad \alpha^s_{1,2} = \arccos \left(1 - \frac{B_s \mp B_{0x}}{B_m}\right).$$

Valorile instantanee ale curenţilor pe cele două ramuri vor fi:

$$(7) \qquad i_{1,2} = \frac{I_{0x} + u/R(B)}{1 + R/R(B)},$$

unde

$$I_{0x} = I_0 \pm I_x, \quad R = R_0 + R_s + R_d.$$

Pentru $\alpha \in [0, \alpha^s_{1,2}]$ se consideră că $R/R(B) \ll 1$ şi deci

$$i_{1,2} = i_{1,2\mu} = I_{0x} + \frac{u}{R(B)}, \tag{8}$$

iar pentru $\alpha \in [\alpha^s_{1,2}, \pi]$ se admite că $R(B) \approx 0$ şi deci

$$i_{1,2} = \frac{u}{R}. \tag{9}$$

Valorile medii ale acestor curenţi se obţin prin integrare pe o semiperioadă:

$$I_{1,2} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} i_{1,2}\,\mathrm{d}\alpha = \frac{1}{\pi}\int_0^{\alpha^s_{1,2}} i_{1,2\mu}\,\mathrm{d}\alpha + \frac{1}{\pi}\int_{\alpha^s_{1,2}}^{\pi} i_{1,2}\,\mathrm{d}\alpha. \tag{10}$$

Ţinînd seama de (8) şi (9) rezultă:

$$I_{1,2} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\alpha^s_{1,2}}\left[I_{0x} + \frac{u}{R(B)}\right]\mathrm{d}\alpha + \frac{1}{\pi}\int_{\alpha^s_{1,2}}^{\pi}\frac{u}{R}\,\mathrm{d}\alpha = \tag{11}$$

$$= I_{1,2\mu} + \frac{U_m}{\pi R}(1 + \cos\alpha^s_{1,2}),$$

unde $I_{1,2\mu}$ reprezintă valoarea medie a curentului de magnetizare, care în general este foarte redusă şi poate fi neglijată. Dacă în plus se substituie în (11) $\cos\alpha^s_{1,2}$ cu expresia (6) se obţine în cele din urmă:

$$I_{1,2} = \frac{2U_m}{\pi R}\left(1 - \frac{B_s \mp B_{0x}}{2B_m}\right). \tag{12}$$

Din această relaţie se observă că valorile medii ale celor doi curenţi depind de unghiul de saturaţie, care în consecinţă este o funcţie de cîmpul magnetic de detectat.

Deoarece cele două semiporţiuni ale miezului lucrează pe cicluri de isterezis parţiale se poate scrie:

$$B_s \mp B_{0x} = \mu^{\pm}_{\Delta}(H_s \mp H_{0x}), \tag{13}$$

în care $\mu^{\pm}_{\Delta}$ reprezintă permeabilităţile aparente ale celor două cicluri parţiale anume μ^{+}_{Δ} pentru porţiunea în care acţionează suma fluxurilor şi μ^{-}_{Δ} pentru cea în care acţionează diferenţa fluxurilor.

Introducînd (13) în (12) se obține:

$$I_{1,2} = \frac{2U_m}{\pi R}\left(1 - \mu_{\Delta}^{\pm}\frac{H_s \mp H_{0x}}{2B_m}\right). \tag{13}$$

Instrumentul de măsură răspunde la diferența curenților I_1 și I_2, care va fi:

$$I = \frac{1}{2}(I_1 - I_2) = \frac{U_m}{2\pi B_m R}[H_s(\mu_{\Delta}^{-} - \mu_{\Delta}^{+}) + H_{0x}(\mu_{\Delta}^{+} + \mu_{\Delta}^{-})]. \tag{15}$$

Întrucît pentru cîmpuri de detectat mai mari decît cîmpul coercitiv $\mu_{\Delta}^{+} \ll \mu_{\Delta}^{-}$ relația (15) devine:

$$I = \frac{U_m}{2\pi B_m R}\mu_{\Delta}^{-}(H_s + H_{0x}). \tag{16}$$

Din (16) se observă că intensitatea curentului indicat de instrumentul de măsură depinde liniar de cîmpul detectat. Mai mult, la schimbarea sensului acestui cîmp curentul I își modifică și el sensul, adică circuitul dat este un circuit sensibil la fază.

Întrucît din punctul de vedere al cîmpului de detectat sonda este un circuit magnetic deschis, trebuie să se țină seamă de efectul demagnetizant al acestui cîmp.

Cîmpul ce acționează efectiv asupra miezului va avea intensitatea:

$$H'_x = H_x - H_D, \tag{17}$$

în care H_D este intensitatea cîmpului demagnetizant.

În [5] se indică pentru H_D expresia $H_D \cong k(B - H)$, unde k este factorul de demagnetizare. Pentru miezuri la care $B \geqslant 10^3 H$ această relație devine:

$$H_D \cong k\mu_{\Delta} H'_x. \tag{18}$$

Ținînd seama de (17) și (18) se obține:

$$H'_x = \frac{H_x}{1 + k\mu_{\Delta}}.$$

Prin urmare instrumentul de măsură va acționa la valoarea H'_x adică:

$$I = \frac{U_m}{2\pi B_m R}\mu_{\Delta}^{-}\left(H_s + H_0 + \frac{H_x}{1 + k\mu_{\Delta}}\right) = I_a + \frac{U_m}{2\pi B_m R}\mu_{\Delta ef} H_x, \tag{19}$$

în care

$$\mu_{\Delta ef} = \frac{\mu_{\Delta}^{-}}{1 + k\mu_{\Delta}^{-}}, \quad I_a = \frac{U_m}{2\pi B_m R}\mu_{\Delta}^{-}(H_s + H_0)$$

iar k este factorul de demagnetizare al sondei, fiind dat de relaţia $k=(l/d)^{-1,72}$, unde l este lungimea efectivă a sondei aflată în cîmpul de detectat iar $d=\sqrt{4A/\pi}$, A fiind aria secţiunii miezului sondei.

De obicei curentul I_a corespunzător intensităţii de cîmp $H_x=0$ se compensează la începutul măsurătorilor şi instrumentul măsoară:

$$I_{H_x}=I-I_a=\frac{U_m}{2\pi B_m R}\mu_{\Delta ef}H_x=\frac{NfA}{R}\mu_{\Delta ef}H_x, \tag{20}$$

unde s-a ţinut seama că $B_m=U_m/N\omega A$ şi $\omega=2\pi f$.

Din relaţia (20) se observă că intensitatea curentului detectat depinde de H_x, de rezistenţa circuitului, de frecvenţă, de dimensiunile sondei şi de permeabilitatea efectivă a miezului feromagnetic.

3. Rezultate experimentale

Măsurătorile au fost efectuate folosind schema din fig. 1, alimentată cu o tensiune sinusoidală de frecvenţă $f=50$ Hz. Sonda a fost confecţionată din tole de mumetal cu dimensiunile $30\times30\times5\times0{,}1$ mm, în pachet cu grosimea de 4 mm. Înfăşurările sondei aveau cîte $N_1=N_2=300$ spire cu diametrul $d=0{,}2$ mm. Caracteristica de magnetizare a miezului pune în evidenţă faptul că acesta se saturează la tensiunea de 0,95 V.

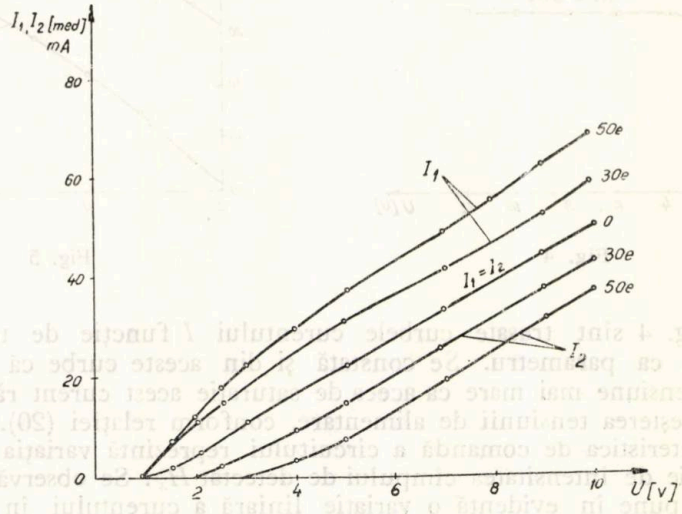


Fig. 3

Cu ajutorul dispozitivului realizat s-au trasat caracteristicile tensiune — curent, caracteristica de comandă şi caracteristica curent — rezistenţă de sarcină.

Caracteristicile curent — tensiune au fost trasate cu ajutorul unei bobine Helmholtz în centrul căreia s-a introdus sonda.

În fig. 3 sînt reprezentate curbele curenţilor I_1 şi I_2 în funcţie de valoarea tensiunii de alimentare, cu intensitatea cîmpului H_x ca parametru. Se observă din figură că aceşti curenţi au valori sesizabile la valori ale tensiunii mai mari decît cea de saturaţie a miezului şi depind liniar de tensiunea de alimentare conform relaţiei (14).

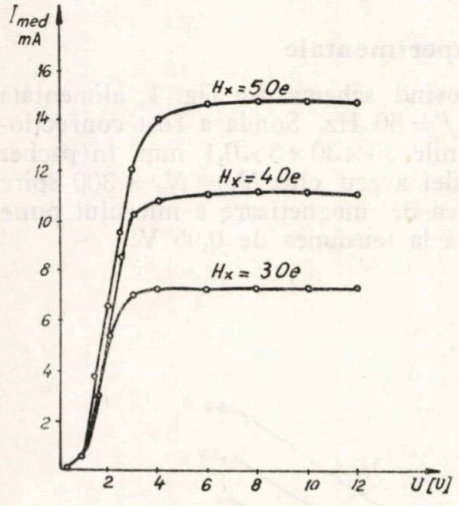


Fig. 4

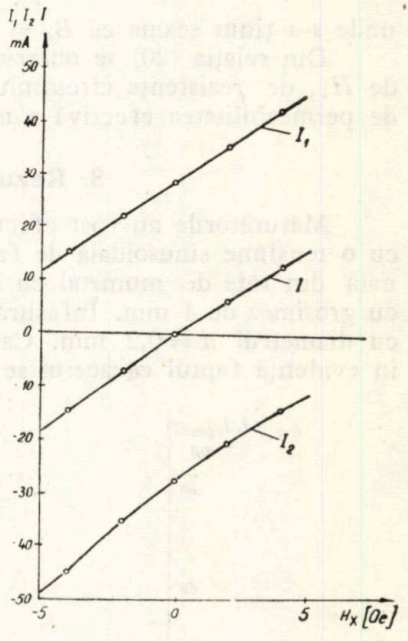


Fig. 5

În fig. 4 sînt trasate curbele curentului I funcţie de tensiune, cu cîmpul H_x ca parametru. Se constată şi din aceste curbe că într-adevăr pentru o tensiune mai mare ca aceea de saturaţie acest curent rămîne invariabil la creşterea tensiunii de alimentare, conform relaţiei (20).

Caracteristica de comandă a circuitului reprezintă variaţia curentului I în funcţie de intensitatea cîmpului de detectat H_x. Se observă că schema respectivă pune în evidenţă o variaţie liniară a curentului în funcţie de H_x, caracteristica fiind duodirecţională (fig. 5).

De asemenea din relaţia (20) se constată că curentul de detectat depinde invers proporţional de rezistenţa circuitului. Pentru un circuit dat, din rezistenţa totală R poate fi variată doar rezistenţa de sarcină R_s. În fig. 6 este reprezentată această variaţie.

În cadrul încercărilor experimentale s-a studiat la oscilograf forma curenţilor de pe ramuri, i_1 şi i_2, şi s-a observat variaţia lor în funcţie de unghiul de saturaţie, comandat de cîmpul de detectat. Reproducerile oscilogramelor sînt redate în fig. 7.

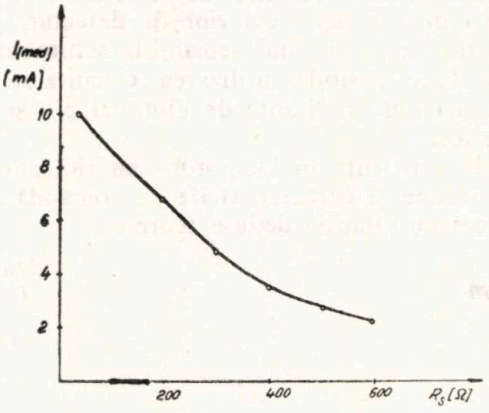


Fig. 6

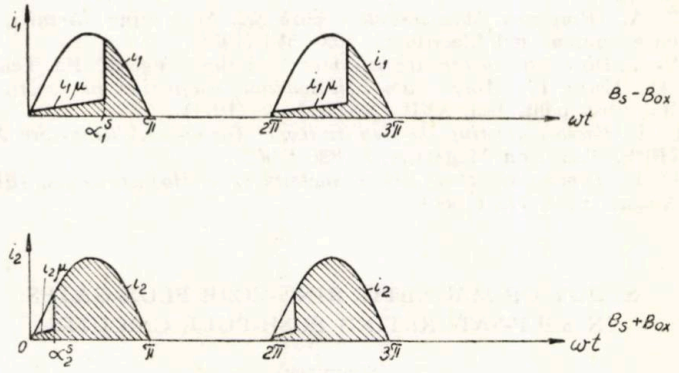


Fig. 7

Din examinarea tuturor caracteristicilor indicate mai sus se observă că aproximaţia făcută cu privire la forma ciclului de isterezis este valabilă pentru cazul cînd se lucrează cu tensiuni mai mari decît tensiunea de saturaţie a miezului şi pentru cîmpuri de detectat mai mari decît cîmpul coercitiv.

4. Concluzii

1. S-a întreprins un studiu teoretic al circuitului cu sondă magnetică cu autosaturaţie în contratimp găsindu-se o schemă electrică echivalentă pentru cazul comandării sondei cu cîmp magnetic exterior constant.

2. S-a constatat că între curentul de dezechilibrare a circuitului, datorat prezenţei unui cîmp magnetic exterior de detectat, şi acest cîmp, există o dependenţă liniară, circuitul fiind sensibil la schimbarea sensului acestuia din urmă, ceea ce face posibilă utilizarea circuitelor cu autosaturaţie la măsurarea de cîmpuri sau gradiente de cîmpuri cît şi la construirea unor traductoare magnetice.

3. Cu o sondă construită în laborator s-au ridicat experimental caracteristicile curent—tensiune şi caracteristicile de comandă ale sondei, ele fiind în bună concordanţă cu relaţiile deduse teoretic.

Primită la 9 iulie 1970

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de maşini electrice
şi
Catedra de electrotehnică
şi măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Розенблат М. А., *Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники.* M., 1966.
2. Geyger W. A., *Ring-core Magnetometers with Self Saturating Circuits.* IEEE, Trans. on Commun. and Electronics, 508—514 (1963).
3. Geyger W. A., *Dispozitive magnetice neliniare* (trad. din l. engleză). Ed. Tehn., Buc., 1968.
4. Androne C., Haba P., *Asupra amplificatoarelor magnetice cu reacţie internă* (I). Bul. Inst. polit. Iaşi, **XVII (XXI)**, *1—2,* (1971).
5. Gordon D. I., *Factors afecting the Sensitivity of Gama-level Ring-core Magnetometers.* IEEE, Trans. on Magnetics, *4*, 330 (1965).
6. Gordon D. I., *Demagnetization Effect inclosed Core Magnetometers.* IEEE, Trans. on Magnetics, *4*, 773 (1966).

STUDY OF MAGNETIC RING-CORE FLUX-GATES IN SELF-SATURATING PUSH-PULL CIRCUITS

(Summary)

The authors carried out a theoretical study of a magnetic ring-core flux-gate circuit, operating as a self-saturating push-pull magnetic amplifier, finding out an equivalent schema for the case of flux-gate controlling by external constant magnetic field.

It was found out that there is a linear dependence between the unbalanced current of the circuit, produced by the presence of an external detecting magnetic field and that field, the circuit being sensitive to the change of direction of field, which allows the use of self-saturating circuit for measuring magnetic fields or field-gradients as well as for making magnetic transducers.

Experimentally, there were carried out different characteristics of the circuit, the results according to the theoretical deduced relationships.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 681.14

EXPRESIA EXACTĂ A FUNCŢIEI DE TRANSFER PENTRU UN OPERATOR DE CALCUL COMPUS

DE

NINA POEATĂ

Prin operator compus se denumeşte o schemă analogică de calcul care conţine un singur amplificator operaţional (uneori şi un operator elementar schimbător de semn) şi cîte o schemă pasivă *RC* în circuitele de intrare şi de reacţie ale amplificatorului. Schema pasivă e cu atît mai complicată cu cît este mai ridicat ordinul funcţiei de transfer realizată de operator. În cele ce urmează ne ocupăm numai de schemele în care fiecare reţea pasivă e realizată de cuadripoli pasivi *RC* în T sau T podit, conectaţi în paralel. Se consideră iniţial schema operatorului care are un singur cuadripol *RC* în T în circuitul de intrare al amplificatorului operaţional şi un altul în circuitul său de reacţie, aşa cum se arată în fig. 1. În această figură s-au folosit următoarele notaţii: Z_{ik} — impedanţa operaţională din ramura ik, U_1, U_2 — transformatele Laplace ale tensiunilor de la intrarea, respectiv ieşirea operatorului, $U_0 = U_2/A$ — transformata Laplace a tensiunii de la intrarea amplificatorului, A — funcţia de transfer (în operaţional) a amplificatorului, I_1, I_0, I_2 — transformatele Laplace ale curenţilor din ramurile notate pe figură.

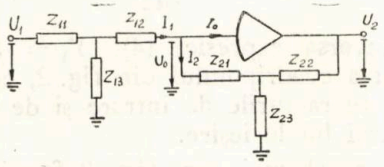


Fig. 1

Pentru simplificarea scrierii nu s-a scris variabila complexă s, deşi toate mărimile sînt funcţii de această variabilă complexă.

Folosind prima teoremă a lui Kirchhoff în nodul de la intrarea amplificatorului operațional se obține:

$$I_1 = I_0 + I_2. \tag{1}$$

Dacă amplificatorul operațional are modulele funcției de transfer și impedanței de intrare foarte mari atunci I_0 poate fi neglijat. Deoarece amplificatorul operațional are impedanța de intrare foarte mare (în special dacă este cu tuburi), neglijarea lui I_0 este totdeauna posibilă. În ipoteza că nu se neglijează tensiunea U_0 de la intrarea amplificatorului (deși dacă $|A|$ este foarte mare atunci și $|U_0|$ e foarte mic în raport cu tensiunile $|U_1|$ și $|U_2|$) atunci pentru stabilirea expresiilor curenților I_1 și I_2 se pot folosi schemele din fig. 2 și 3.

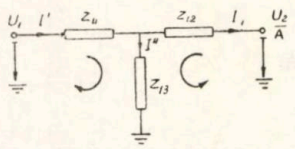


Fig. 2

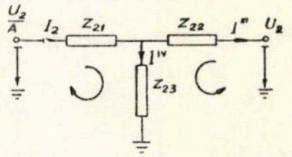


Fig. 3

Analiza electrică a schemei din fig. 2 furnizează următorul sistem de ecuații:

$$I' = I'' + I_1, \quad I' Z_{11} + I'' Z_{13} = U_1, \quad -I_1 Z_{12} + I'' Z_{13} = \frac{U_2}{A}. \tag{2}$$

Din acest sistem se obține:

$$I_1 = \frac{U_1}{Z_1}\left(1 - \frac{U_2}{AU_1} \cdot \frac{Z_{11} + Z_{13}}{Z_{13}}\right), \tag{3}$$

unde s-a introdus notația:

$$Z_1 = \frac{Z_{11} Z_{12} + Z_{12} Z_{13} + Z_{13} Z_{11}}{Z_{13}}. \tag{4}$$

Se observă că inversa expresiei (4), $Y_1 = 1/Z_1$, este admitanța de transfer de scurtcircuit a cuadripolului din fig. 2, constituind la rîndul său admitanța reciprocă între ramurile de intrare și de ieșire ale cuadripolului, în ipoteza scurtcircuitării lui la ieșire.

Analiza electrică a schemei din fig. 3 furnizează următorul sistem de ecuații:

$$I_2'' = I' + I'', \quad I_2 Z_{21} + I^{IV} Z_{23} = \frac{U_2}{A}, \quad -I''' Z_{22} + I^{IV} Z_{23} = U_2. \tag{5}$$

Din (5) rezultă:

$$I_2 = -\frac{U_2}{Z_2}\left(1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{Z_{22}+Z_{23}}{Z_{22}}\right), \tag{6}$$

unde s-a folosit notația:

$$Z_2 = \frac{Z_{21}Z_{22} + Z_{22}Z_{23} + Z_{23}Z_{21}}{Z_{23}}. \tag{7}$$

Se observă că inversa lui (7), $Y_2 = 1/Z_2$, este admitanța de transfer de scurtcircuit a cuadripolului din fig. 3.

Se introduc acum (3) și (5) în (1), din care se deduce în final următoarea expresie pentru funcția de transfer a operatorului din fig. 1:

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{Z_2}{Z_1}\cdot\frac{1}{1 - \frac{1}{A}\left(\frac{Z_{22}+Z_{23}}{Z_{23}} + \frac{Z_2}{Z_1}\cdot\frac{Z_{11}+Z_{13}}{Z_{13}}\right)}. \tag{8}$$

Dacă cuadripolii pasivi sînt de tipul T podit atunci trebuie să se mai introducă cîte un dipol în paralel cu fiecare cuadripol de tipul T simplu obținînd schema din fig. 4. Folosind prima teoremă a lui Kirchhoff în nodul de la intrarea amplificatorului, se obține în acest caz:

$$I_1 + I_{1d} = I_0 + I_2 + I_{2d}. \tag{9}$$

Exprimînd curenții din (9) prin tensiuni și impedanțe rezultă:

$$\begin{aligned}&\frac{U_1}{Z_1}\left(1 - \frac{U_2}{AU_2}\cdot\frac{Z_{11}+Z_{13}}{Z_{13}}\right) + \frac{U_1}{Z_{1d}}\left(1 - \frac{U_2}{AU_1}\right) = \\ &= -\frac{U_2}{Z_2}\left(1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{Z_{22}+Z_{23}}{Z_{23}}\right) - \frac{U_2}{Z_{2d}}\left(1 - \frac{1}{A}\right).\end{aligned} \tag{10}$$

Din (10) se deduce următoarea expresie a funcției de transfer pentru cuadripolul din fig. 4:

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{Y_1 + Y_{1d}}{Y_2 + Y_{2d}}\cdot\frac{1}{1 - \frac{1}{A}\left[\frac{Y_{1d} + Y_{2d} + (Z_{11}+Z_{13})/Z_{13} + (Z_{22}+Z_{23})/Z_{23}}{Y_2 + Y_{2d}}\right]}. \tag{11}$$

Aici $Y_{1d} = 1/Z_{1d}$ și $Y_{2d} = 1/Z_{2d}$ sînt admitanțele dipolilor.

Se consideră acum cazul cel mai general al operatorului din fig. 5. Acesta conține mai mulți cuadripoli atît în circuitul de intrare cît și în cel de reacție. În plus unii cuadripoli de la intrare sînt alimentați cu o tensiune cu semn schimbat. Pentru curenții din nodul de la intrarea amplificatorului se obține în acest caz:

(12) $$\sum_{j=1}^{n} I_{1j} - \sum_{i=1}^{p} I_{3i} = I_0 + \sum_{k=1}^{m} I_{2k} \ .$$

Pe baza celor dovedite anterior, curenţii din (12) au următoarea expresie:

(13) $$I_{1j} = \frac{U_1}{Z_{1j}}\left(1 - \frac{U_2}{AU_1} \cdot \frac{Z_{11j} + Z_{13j}}{Z_{13j}}\right),$$

unde

(14) $$Z_{1j} = \frac{Z_{11j}Z_{12j} + Z_{12j}Z_{13j} + Z_{13j}Z_{11j}}{Z_{13j}} = \frac{1}{Y_{1j}} .$$

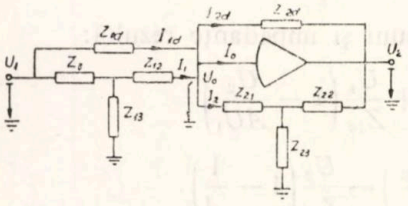


Fig. 4

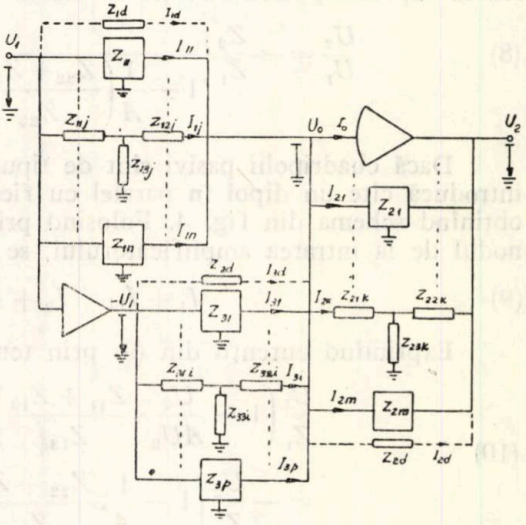


Fig. 5

De asemenea

(15) $$I_{1i} = -\frac{U_1}{Z_{3i}}\left(1 + \frac{U_2}{AU_1} \cdot \frac{Z_{31i} + Z_{33i}}{Z_{33i}}\right),$$

cu

(16) $$Z_{3i} = \frac{Z_{31i}Z_{32i} + Z_{32i}Z_{33i} + Z_{33i}Z_{31i}}{Z_{33i}} = \frac{1}{Y_{3i}} .$$

În mod similar, pentru un cuadripol oarecare din circuitul de reacţie se obţine:

$$I_{2k} = -\frac{U_2}{Z_{2k}}\left(1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{Z_{22k}+Z_{23k}}{Z_{23k}}\right), \tag{17}$$

unde s-a notat:

$$Z_{2k} = \frac{Z_{21k}Z_{22k} + Z_{22k}Z_{23k} + Z_{23k}Z_{21k}}{Z_{23k}} = \frac{1}{Y_{2k}}. \tag{18}$$

Introducînd acum (13), (15) şi (17) în (12) rezultă:

$$\sum_{j=1}^{n}\frac{U_1}{Z_{1j}}\left(1 - \frac{U_2}{AU_1}\cdot\frac{Z_{11j}+Z_{13j}}{Z_{13j}}\right) - \sum_{i=1}^{p}\frac{U_1}{Z_{3i}}\left(1 + \frac{U_2}{AU_1}\cdot\frac{Z_{31i}+Z_{33k}}{Z_{33i}}\right) = \tag{19}$$
$$= \sum_{k=1}^{m}\frac{U_2}{Z_{2k}}\left(1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{Z_{22k}+Z_{23k}}{Z_{23k}}\right).$$

Se obține următoarea expresie pentru funcția de transfer a operatorului din fig. 5:

$$\frac{U_1}{U_2} = -\frac{\sum_{j=1}^{n}Y_{1j} - \sum_{i=1}^{p}Y_{3i}}{\sum_{k=1}^{m}Y_{2k}} \times \tag{20}$$
$$\times \frac{1}{1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{\sum_{k=1}^{m}Y_{2k}\frac{Z_{22k}+Z_{23k}}{Z_{23k}} + \sum_{j=1}^{m}Y_{1j}\frac{Z_{11j}+Z_{13j}}{Z_{13j}} + \sum_{i=1}^{p}Y_{3i}\frac{Z_{31i}+Z_{33i}}{Z_{33i}}}{\sum_{k=1}^{m}Y_{2k}}}.$$

Dacă unii dintre cuadripolii din fig. 5 sînt de tipul T podit atunci este necesar să se mai ia în considerație cîte un dipol în paralel pe fiecare rețea pasivă așa cum se reprezintă punctat în figură. Funcția de transfer în acest caz va avea următoarea expresie:

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{\sum_{j=1}^{n}Y_{1j} + Y_{1d} - \left(\sum_{i=1}^{p}Y_{3i} + Y_{3d}\right)}{\left[\sum_{k=1}^{m}Y_{2k} + Y_{2d}\right]\left(1 - \frac{1}{A}\cdot\frac{N}{\sum_{k=1}^{m}Y_{2k} + Y_{2d}}\right)}, \tag{21}$$

unde

$$N = Y_{1d} + Y_{2d} - Y_{3d} + \sum_{k=1}^{m} Y_{2k} \frac{Z_{22k} + Z_{23k}}{Z_{23k}} +$$

$$+ \sum_{j=1}^{n} Y_{1j} \frac{Z_{11j} + Z_{13j}}{Z_{13j}} + \sum_{i=1}^{p} Y_{3i} \frac{Z_{31i} + Z_{33i}}{Z_{33i}} .$$

În ipoteza $|A|$ foarte mare al doilea factor de la numitor se poate considera practic egal cu unitatea şi în acest caz se obţine următoarea expresie simplificată pentru funcţia de transfer a operatorului compus:

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{Y_1 - Y_3}{Y_2} \tag{22}$$

unde s-au utilizat notaţiile

$$Y_1 = \sum_{j=1}^{n} Y_{1j} + Y_{1d}, \quad Y_2 = \sum_{k=1}^{m} Y_{2k} + Y_{2d}, \quad Y_3 = \sum_{i=1}^{p} Y_{3i} + Y_{2d}. \tag{23}$$

Deoarece pentru amplificatoarele operaţionale de bună calitate $|A|$ este de ordinul milioanelor în domeniul frecvenţelor coborîte, în literatură se neglijează în general U_0 obţinîndu-se direct expresia simplificată (22). Totuşi dacă se foloseşte o schemă complicată de operator compus expresia exactă (21) permite stabilirea optimă a parametrilor schemei astfel ca eroarea operatorului să fie minimă posibilă.

Concluzii

1. Se stabileşte expresia exactă a funcţiei de transfer a unui operator compus.

2. Deoarece sinteza unei funcţii de transfer date furnizează mai multe soluţii, expresia exactă (21) permite alegerea acelei scheme care introduce erori minime.

3. Expresia exactă permite calcularea funcţiei erorii şi stabilirea gamei de frecvenţe în care schema propusă poate fi utilizată.

Primită la 22 martie 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică şi măsuri electrice
Laboratorul de calculatoare automate

AN EXACT EXPRESSION FOR THE TRANSFER FUNCTION OF A COMPOUND OPERATOR

(Summary)

It is found an exact expression for the transfer function of compound operator consisting of an operational amplifier with input and feedback complex passive networks. By using this expression a frequency analysis of errors is possible.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. D. 681.14

UNE MÉTHODE DE REPRÉSENTATION DE L'INFORMATION DANS UNE MACHINE À CALCULER AVEC DEUX INSTRUCTIONS PAR MOT

PAR

AL. VALACHI et GABRIELA HRISTODORESCU

1. Le choix de la longueur du mot représente un problème important dans la technologie des machines à calculer. Ce paramètre est imposé par des grandeurs comme: l'erreur de calcul, la capacité de la mémoire, la vitesse de calcul, etc.

Cette interdépendence entre les grandeurs ci-dessus est plus évidente chez les machines avec deux, trois ou quatre adresses par mot, ou chez les machines avec une adresse et deux instructions par mot.

En considérant le mot écrit sous la forme $[c_1 a_1 c_2 a_2]$, où c_i représente le code de l'opération et a_i l'adresse respective, on indiquera dans ce qui suit une méthode de fixer la longueur du code du mot dans les bases de numération 8 ou 16.

2. Soit (m, n) le nombre de rangs binaires nécessaires à l'écriture du code c_i et respectivement de l'adresse a_i. Habituellement, on choisit la longueur du mot en tenant compte des relations

$$m = bk_1, \qquad n = bk_2. \tag{1}$$

Dans les relations (1), k_1 et k_2 sont deux entiers positifs et $b = \log_2 a$.

La méthode proposée consiste dans le choix de la longueur du mot en utilisant la relation plus générale

$$m + n = bk. \tag{2}$$

En considérant le mot $[c_1 a_1 c_2 a_2]$ écrit dans le système binaire présente de l'intérêt la forme dans le système avec la base a.

Le système de lecture de l'information interpétera de gauche à droite les groupes de b chiffres binaires ($b = \log_2 a$). Le code du mot aura dans cette situation une autre forme $[c_1' a_1' c_2' a_2']$. La méthode consiste dant l'éta-

blissement d'une règle de transformation de ces deux formes, $[c_1 a_1 c_2 a_2]$ et $[c'_1 a'_1 c'_2 a'_2]$.

Soit $\gamma_m = R(m/b)$ le reste de la division m/b. On peut considérer c'_i comme la partie entière du code c_i déplacé avec γ_m positions a droite. Il en résulte:

$$c'_i = [c_i/2^{\gamma_m}]. \tag{3}$$

Évidemment, les dernières positions du code seront interprétées comme les supérieurs de l'adresse a_i.

Donc le nouveau code a'_i aura la forme suivante:

$$a'_i = a_i + \left(\sum_0^{\gamma_m - 1} \alpha_j 2^j \right) 2^n. \tag{4}$$

On a désigné par α_j le chiffre de rang j du code c_i écrit en binaire. Parfois il est plus avantageux de compléter le code c_i avec des rangs de l'adresse a_i. Il en résulte les rélations

$$\begin{cases} c'_i = c_i 2^{b-\gamma_m} + \sum_{j=1}^{b-\gamma_m} \beta_{n-j} 2^{b-\gamma_m-j}, \\ a'_i = a_i - \left(\sum_{j=1}^{b-\gamma_m} \beta_{n-j} 2^{b-\gamma_m-j} \right) 2^{n-b+\gamma_m} = a_i - \left(\sum_{j=1}^{b-\gamma_m} \beta_{n-j} 2^{n-j} \right). \end{cases} \tag{5}$$

Exemple

$$a = 16; \qquad b = \log_2 a = 4.$$

a) $\gamma_m = 1$; il en résulte

$$c'_i = [c_i/2] \text{ et } a'_i = a_i + \alpha_0 2^n. \tag{6}$$

On peut exprimer les formules (6) par la règle suivante:

$$c'_i = [c_i/2], \qquad a'_i = \begin{cases} a_i \text{ pour } c_i \text{ pair}, \\ a_i + 2^n \text{ pour } c_i \text{ impair}. \end{cases}$$

b) $\gamma_m = 2$ et par conséquent

$$c'_i = [c_i/4], \qquad a'_i = a_i + (\alpha_1 2 + \alpha_0) 2^n.$$

Pour déduire la régle qu'on utilisera, on va considérer le code écrit en octal. Le tableau suivant donne la correspondance entre $\alpha_1 \alpha_0$ et le dernier chiffre octal du c_i.

α_1	α_0	dernier chiffre de c_i
0	0	0 ou 4
0	1	1 ou 5
1	0	2 ou 6
1	1	3 ou 7

D'où la règle

$$(7) \qquad c_i' = [c_i/4], \qquad a_i' = \begin{cases} a_i \text{ pour } c_i \text{ divisible par } 4, \\ a_i + 2^n \text{ pouă } c_i - 1 \text{ divisible par } 4, \\ a_i + 2^{n+1} \text{ pour } c_i + 2 \text{ divisible par } 4, \\ a_i + 3 \cdot 2^n \text{ pour } c_i + 1 \text{ divisible par } 4. \end{cases}$$

c) $\gamma_m = 3$.

Dans ce cas il est préférable à utiliser la deuxième manière de représentation (formule (5), particularisée pour $a = 16$, $b = 4$):

$$c_i' = c_i 2 + \beta_{n-1}, \qquad a_i' = a_i - \beta_{n-1} 2^{n-1}.$$

Il en résulte la règle:

$$(8) \qquad c_i' = \begin{cases} 2c_i \text{ pour } a_i < 2^{n-1}, \\ 2c_i + 1 \text{ pour } a_i \geq 2^{n-1}, \end{cases} \qquad a_i' = \begin{cases} a_i \text{ pour } a_i < 2^{n-1}, \\ a_i - 2^{n-1} \text{ pour } a_i \geq 2^{n-1}. \end{cases}$$

Conclusions

1. La méthode originale présentée dans cet article permet à choisir la longueur du mot dans une machine numérique avec deux instructions par mot dans la codition plus générale (2).

2. On peut effectuer le passage du code $[c_1 a_1 c_2 a_2]$ au code $[c_1' a_1' c_2' a_2']$ en utilisant les règles établies ci-dessus, ou plus commode des tableaux spécialement construits.

Reçue le 29 janvier 1971

Institut Polytechnique Jassy,
Chaire d'Electrotechnique
et de
Mesures électriques,
Laboratoire de Machines à calculer

O METODĂ DE REPREZENTARE A INFORMAŢIEI ÎNTR-O MAŞINĂ DE CALCUL CU DOUĂ INSTRUCŢIUNI PE CUVÎNT

(Rezumat)

Se prezintă o metodă originală de reprezentare a informaţiei într-o maşină de calcul numeric cu o adresă şi două instrucţiuni pe cuvînt.

Metoda permite alegerea lungimii unui cuvînt-maşină (în sistemul binar), în condiţii mult mai generale decît metodele clasice.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. K. 681.14

EIN NEUER FERRITKERNSPEICHERTYPUS ANHAND DES PRINZIPS DER WORTSELEKTION ORGANIZIERT *)

VON

C. HARJA

In der vorliegenden Arbeit wird die Realisierungsmöglichkeit eines neuen Speichertypus gezeigt, in welchem die Ferritkerne von zwei Leitungen durchzogen werden.

Das strukturelle Schema eines solchen Speicherblocks, dessen Kapazität 1 024 Wörter umfasst, mit einer Wortlänge von 33 Bits, wird in Abb. 1 *a* wiedergegeben. In Abb. 1 *b* wird ein Matrix mit Ferritkernen dargestellt, welcher 32 Selektionswortleitungen und 33 Lesewindungen enthält. Die Lesewindungen werden als Sperrwindungen während der Schreibungsperiode der Information benützt.

Die gebrauchten Ferritkerne haben folgende Charakteristiken: $d_1 = 1{,}3$ mm, $d_2 = 0{,}7$ mm, $h = 0{,}5$ mm, $I_m = 400$ mA, $t_c \leqslant 1{,}8$ μsek.

Fürs Lesen der Information lässt man durch die Selektionsleitung des gewünschten Worters, einen Strom $I \geqslant I_m$ fliessen. Für die Wiedereinschreibung der Information, lässt man durch die selbe Selektionsleitung einen Strom $I = I_m$ fliessen, während durch die Sperrwindung in den Positionen, in denen die erwünschte gespeicherte Zahl Null sein soll, ein Strom $I = -I_m/2$ (Abb. 2 *a*) fliessen gelassen wird.

Wie zu bemerken ist, dauert der Sperrstrom, was die Zeit betrifft, länger als der Wiedereinschreibungs- oder Schreibungsstrom. Es ist aber nicht verpflichtend, dass der Sperrstrom zuerst erscheine. Sein verspätetes Verschwinden wird von folgenden Gründen verlangt:

Nach dem Lesen der Information, befindet sich der Arbeitspunkt des Ferritkernes in B (Abb. 2 *b*). Während der Wiedereinschreibungs- oder Schreibungsperiode der Zahl „0" in einem Ferritkern, verschiebt sich der Arbeitspunkt in D. Verschwinden aber die Sperr- und Wiedereinschreibungsströme zu gleicher Zeit, so stabilisiert sich der Arbeitspunkt in B'. Das hat eine Störung des Punktes „0" zur folge, was beim Lesen ein

*) Mitgeteilt an der wissenchaftlichen Tagung der Technischen Hochschule, Temeschwar, 29—30. Mai 1970.

grösseres Störsignal (dV_z) ergibt. Lässt man den Sperrstrom längere Zeit dauern als den Wiedereinschreibungsstrom, so wird sich der Arbeitspunkt in C verschieben, nachdem wird er in einen Punkt zurückkommen, der B sehr nahe steht.

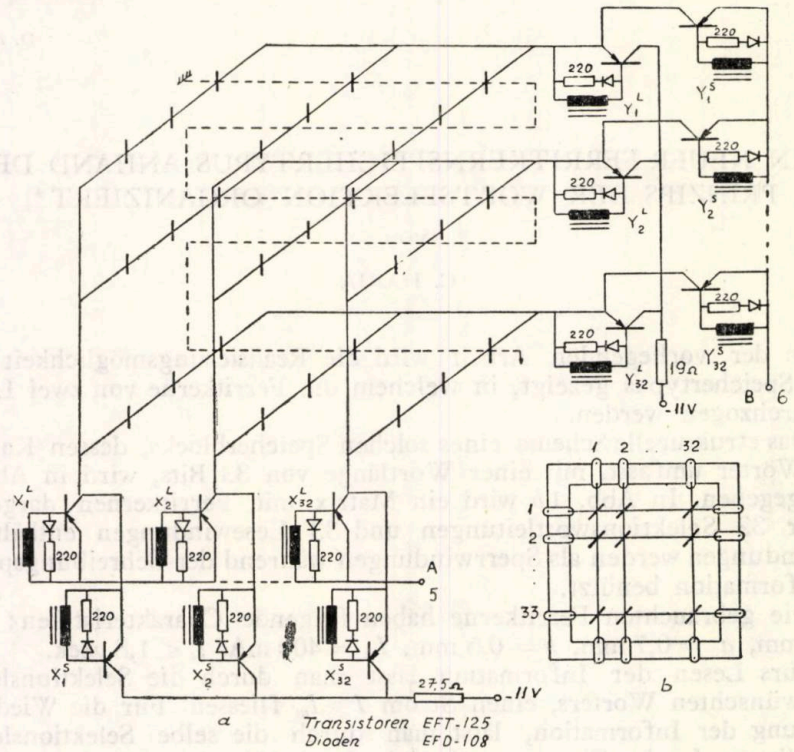


Abb. 1

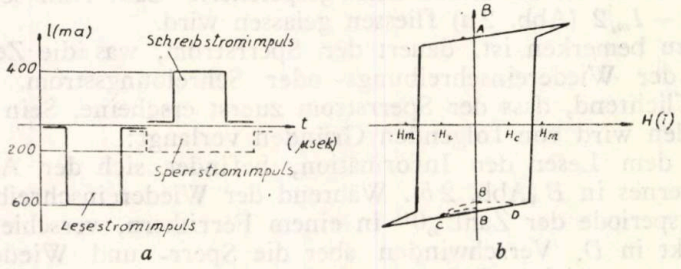


Abb. 2

Bei den klassischen Speichern geschieht die Verbesserung von „0" durch Anwendung eines Stromes durch die Sperrwindungen, nach der Wiedereinschreibungsoperation.

Es ist zu beobachten dass die Ferritkerne aus den nicht ausgewählten Wörtern, keine Störung des Punktes von „0" erleiden, sondern nur eine Störung des Punktes von „1". Das zur Erhaltung eines kleineren Nützsignal beiträgt.

Die zeitliche Funktion des Speichers kann, in dem was folgt, beobachtet werden.

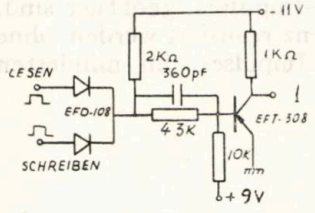


Abb. 3

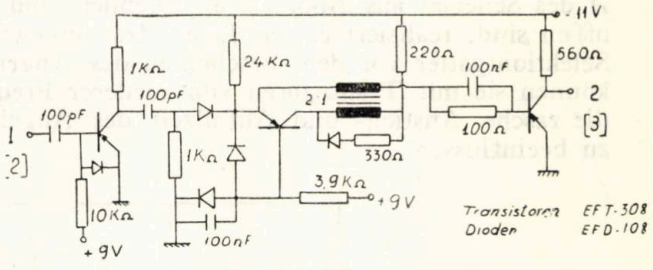


Abb. 4

Auf den von aussen gegebenen Befehl „ LESEN", wird anhand der logischen Schaltung von Abb. 3, eine monostabile Schaltung von spezieller Konstruktion ausgelöst (Abb. 4), welche einen positiven Impuls generiert, mit einer Dauer von 4 μsek, mit schneller Anstieg- und Abfallzeit (0,1 μsek, bzw. 0,15 μsek). Diese monostabile Schaltung betreibt ihrerseits eine ihr identische monostabile Schaltung. Dadurch werden 2 Spannungs-Impulse erhalten, welche die inneren Lesebefehle, bzw. die Wiedereinschreibungsbefehle des Speichers, bilden (Abb. 5).

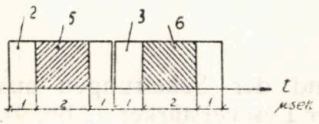


Abb. 5

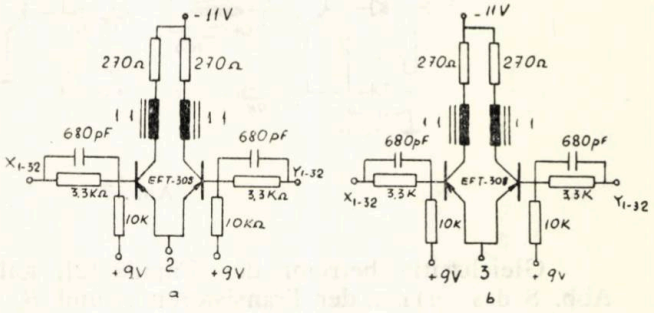


Abb. 6

Der Impuls [2] wird angewendet in den Emitters der Transistoren aus Abb. 6 *a*, die beim Eingang von Signalen befehlt werden, die von den Dekodifizierungen *X*, *Y* herkommen. Nimmt man an dass ein negatives Niveau nur bei den Eingängen X_1 und Y_1 vorhanden ist, so werden die betreffenden Transistoren leiten, indem sie das Öffnen der Gatter X_1^L, Y_1^L aus Abb. 1 *a*, betreiben.

Gleichzeitig betreibt der Spannungs-Impuls [2] den Angriff-Stromgenerator aus Abb. 7, der aus zwei monostabilen Schaltungen *A* und *B*, und den paralell konektierten Transistoren *C*, gebildet ist. Dieses Schema generiert einen Stromimpuls, mit einer Dauer von 2 μsek und mit einer genauen Amplitude von 600 mA. Die Anstieg- und Abfallzeiten dieses Impulse sind 0,15 μsek bzw. 0,2 μsek. Der Stromimpuls [5] wird in Punkt *A* des Schemas aus Abb. 1 *a* angewendet, und da die Gatter X_1^L und Y_1^L offen sind, realisiert er das Lesen des ausgewählten Wortes. Weil aber die Selektionsgatter vor dem Erscheinen des Angriff-Impulses geöffnet sind, können sie mit Transistoren von niederer Frequenz realisiert werden, ohne die rasche Anstieg- und Abfallzeit des Angriff-Impulses, im mindesten zu beeinflussen.

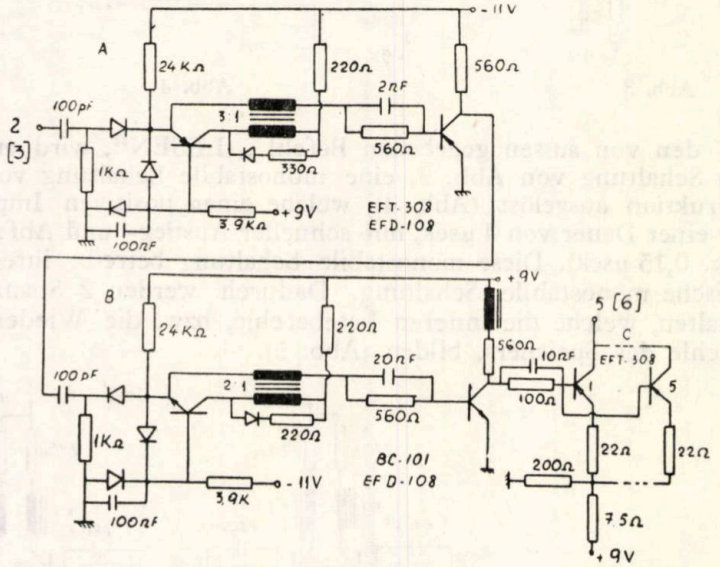


Abb. 7

Gleichzeitig betreibt der Impuls [2], anhand der Schaltungen aus Abb. 8 das Öffnen der Transistoren *A* und *B*, der Leseverstärker (Abb. 9). Die Leseverstärker haben eine Sensibilitätsschwelle von 25 mV. Auf eine Lesewindung kann entweder ein Nützsignal $dV_1 \geqslant 50$ mV erscheinen (das vom Lesen der „1" herkommt) oder ein Störsignal $dV_z \leqslant 4$ mV auftauchen (welches vom Lesen der „0" herstammt). Daraus ist zu folgern, und die Versuche haben es bewiesen, dass die Verstärker für die ganze Lesedauer geöffnet werden können. Somit ist kein Abtastimpuls notwendig.

Die Rolle des Transistors *A* ist die Basen der Transistoren aus der ersten Stufe der Leseverstärker zu schützen, während die Lesewindungen

zum Fliessen des Sperrstromes gebraucht werden, weil auf ihnen sich die Störsignale der 1 024 Ferritkerne, sammeln ($\approx$2 V).

Die Rolle der Diode mit Si besteht darin, den Reststrom des Kollektors I_{CB0}, des ersten Transistors, zu bestimmen, in einem Wert, der dem Diodenrückstrom gleich ist.

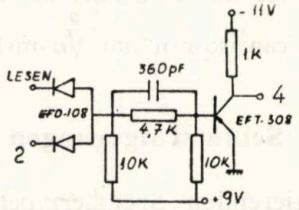


Abb. 8

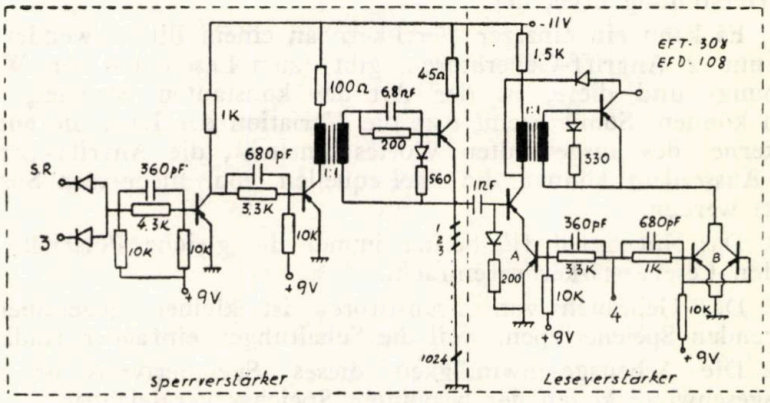


Abb. 9

Im entgegengesetzten Fall würde der Reststrom des Kollektors die Sensibilitätsschwelle des Verstärker beeinflussen.

Der Wiedereinschreibungsimpuls [3] wird in den Emitters der Transistoren aus Abb. 6*b* verwendet. Selbstverständlich, werden die Transistoren leiten, an deren Eingängen die Signale X_1 und Y_1 vorhanden sind, indem sie das Öffnen der Gatter X_1^S, Y_1^S betreiben. Gleichzeitig betreibt der Impuls [3], den Angriff-Generator für die Wiedereinschreibung (Abb. 7) und die Sperrverstärker (Abb. 9), anhand eines Emitterfolger. Der Angriff-Generator für die Wiedereinschreibung (Schreibung), ist dem Angriff-Generator für das Lesen ähnlich, aber der generierte Strom ist von 400 mA.

Die Schreiboperation der Information wird realisiert, wenn bei der Schaltung aus Abb. 3, der Befehl „SCHREIBEN" auftaucht. Während des ersten Taktes von 4 μsek, wird die alte Information weggewischt und

während des zweiten Taktes wird die neue Information eingeführt. Während der ganzen Schreiboperation sind die Leseverstärker blockiert. Der Arbeitszyklus des Speichers dauert 8 μsek.

Die für den Speicherblock notwendige Transistoren-Zahl (ausgenommen diejenige, die das Speicherregister bilden) beträgt 450 Stück. Eine einfache Analyse zeigt, dass mit dem Anstieg der Speicherkapazität um n mal, der Gebrauch von Transistoren um $\sqrt[3]{n}$ mal wächst.

Schlussfolgerungen

Gegenüber den existierenden Speichertypen mit Wortselektion, bietet der vorgeschlagene Speichertypus, folgende Vorteile:

1. Die Matrix mit Ferritkernen sind sehr einfach, was sehr stark deren Herstellung erleichtert.

2. Es kann ein einziger Ferritkern an einem Bit verwendet werden, da es nur 2 Angriff-Generatoren gibt (zum Lesen und zur Wiedereinschreibung) und diese, in der Art des konstanten Stromes, realisiert werden können. Somit beeinflusst die Variation der Last, die anhand der Ferritkerne des ausgewählten Wortes entsteht, die Angriff-Stromstärke nicht. Ausserdem können die Speisequellen vom niedereren Spannungen gebildet werden.

3. Das Nützsignal dV_1 besitzt immer die gleiche Polarität, was sehr stark den Leseverstärker vereinfacht.

4. Der Gebrauch von Transistoren ist kleiner, gegenüber andern existierenden Speichertypen, weil die Schaltungen einfacher sind.

5. Die Arbeitsgeschwindigkeit dieses Speichertypus ist mit den Arbeitsgeschwindigkeiten der bekannten Speicher vergleichbar.

Eigegangen am 9. November 1970

Technische Hochschule, Jassy,
Lehrstuhl für Elektrotechnik
und elektrische Messen,
Laboratorium von automatischen Rechner

LITERATURVERZEICHNIS

1. Quartly C. J., *Mémoires en ferrite et circuits de logique.* Dunod, Paris, 1966.
2. Gilligan T. J., $2^1/_2$ *High Speed Memory Systems-Past, Present, and Future.* IEEE Trans. on Electronic Computers, *4*, 475—485 (1966).
3. Бардиж В. В., *Магнитные элементы цифровых вычислительных машин.* Изд. „Энергия", М., 1967.

UN NOU TIP DE MEMORIE CU FERITE, ORGANIZATĂ PE PRINCIPIUL SELECTĂRII CUVÎNTULUI

(Rezumat)

Se prezintă un nou tip de memorie cu ferite, organizată pe principiul selecției cuvîntului, în care feritele sînt străbătute de două conductoare. Memoriile cu ferite care folosesc două conductoare prezintă marele avantaj că planele cu ferite sînt extrem de simple, ceea ce ușurează considerabil confec ionarea lor. Ele nu au fost folosite pînă în prezent deoarece circuitele de selecție sînt complicate.

Schema de selecție prezentată în lucrare înlătură acest dezavantaj, circuitele electronice fiind foarte simple. Ele pot fi simplificate și mai mult folosind tranzistoare complementare.

Față de memoriile cu două conductoare cunoscute, tipul de memorie propus mai prezintă avantajul că permite citirea informației cu un curent $I > I_m$, scrierea realizîndu-se prin metoda coincidenței curenților. Această proprietate are drept rezultat obținerea la citire a unui semnal util mai mare.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. D. 621.317.77

FUNCŢIONAREA ÎN SARCINĂ A DEFAZORULUI DE TENSIUNE CAPACITIV CU REACTANŢE SEMICOMPENSATE*)

DE

D. BĂRBULESCU

1. Introducere

Într-o lucrare anterioară [1] s-a prezentat principiul de funcţionare la gol a unui defazor de tensiune a cărui schemă constă dintr-un circuit serie capacitiv cu reactanţe semicompensate, reprezentat în fig. 1.

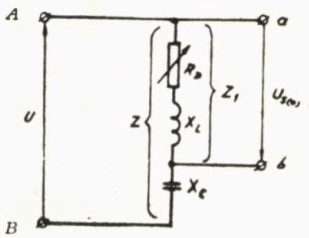


Fig. 1

Teoria arată — şi verificările experimentale au confirmat — că într-un astfel de circuit, dacă reactanţele îndeplinesc condiţia

$$X_L = X_C/2\,, \tag{1}$$

în cazul alimentării sub tensiune constantă la bornele de intrare A, B, se obţine la bornele de ieşire a, b, o tensiune $U_{S(0)}$ a cărei valoare efectivă este egală cu cea a tensiunii de intrare şi a cărei fază poate fi variată în interiorul unui interval unghiular, teoretic, de 180°, prin variaţia corespunzătoare a rezistenţei circuitului între 0 şi ∞.

Cu notaţiile din fig. 1, pentru circuitul defazor funcţionînd la gol se pot scrie relaţiile :

$$\underline{Z}_1 = R_D + \mathrm{j}X_L \quad \text{sau} \quad \underline{Z}_1 = Z_1 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi}\,, \tag{2}$$

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2–4 iulie 1970.

(3) $$\underline{Z} = R_D - j X_L \text{ sau } \underline{Z} = Z e^{-j\varphi},$$

în care:

(4) $$\varphi = \text{arc tg} \frac{X_L}{R_D},$$ (5) $$Z = Z_1 = \sqrt{R_D^2 + X_L^2}.$$

Ca urmare:

(6) $$\underline{U}_{S(0)} = U e^{j\alpha},$$

cu

(7) $$\underline{U}_{S(0)} = U$$ şi (8) $$\alpha = 2\varphi,$$

în care $U_{S(0)}$ reprezintă valoarea efectivă a tensiunii la ieşire la funcţionarea la gol, α — defazajul acesteia în raport cu tensiunea la intrare, iar φ — defazajul dintre tensiunea aplicată şi curentul absorbit.

2. Calculul tensiunii la ieşire la funcţionarea în sarcină (activă)

Considerînd, în fig. 2, circuitul defazor debitînd pe o sarcină activă R, raportul dintre tensiunea la ieşire la funcţionarea în sarcină ($\underline{U}_S$) şi tensiunea la intrare ($\underline{U}$) se exprimă prin relaţia:

(9) $$\frac{\underline{U}_S}{\underline{U}} = \frac{\underline{Z}_{1S}}{\underline{Z}_S},$$

în care: $\underline{Z}_{1S}$ — impedanţa circuitelor între bornele a, b, $\underline{Z}_S$ — impedanţa circuitului între bornele A, B.

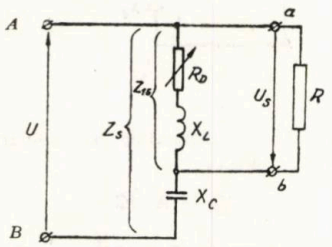


Fig. 2

Relaţia (9) se mai poate exprima sub forma:

(10) $$\frac{\underline{U}_S}{\underline{U}} = \frac{\underline{Z}_{1S}}{\underline{Z}_{1S} - jX_C},$$

în care intervine o singură impedanţă variabilă cu sarcina, anume:

$$\underline{Z}_{1S} = \frac{R(R_D + j X_L)}{R + R_D + jX_L}. \tag{11}$$

Introducînd (11) şi ţinînd seama de (1), relaţia (10) devine:

$$\frac{\underline{U}_S}{\underline{U}} = \frac{R_D + j X_L}{R_D + 2X_L^2/R - j X_L(1 + 2R_D/R)}. \tag{12}$$

Notînd impedanţa complexă a numitorului cu $\underline{Z}_e$, aceasta se poate scrie sub una din formele:

$$Z_e = R_D + 2X_L^2/R - j X_L(1 + 2R_D/R) \text{ sau } (14)\ Z_e = Z_e e^{-j\varphi_e}, \tag{13}$$

cu modulul:

$$Z_e = \sqrt{(R_D + 2X_L^2/R)^2 + X_L^2(1 + 2R_D/R)^2} \tag{15}$$

şi argumentul:

$$\varphi_e = \text{arc tg} \frac{X_L(1 + 2R_D/R)}{R_D + 2X_L^2/R}. \tag{16}$$

Luînd în considerare (2), (13) şi (14), relaţia (12) se poate scrie sub forma:

$$\frac{\underline{U}_S}{\underline{U}} = \frac{Z_1}{Z_e} e^{j(\varphi + \varphi_e)}. \tag{17}$$

Dacă se consideră tensiunea la intrare drept origine de fază, tensiunea la ieşire rezultă a fi:

$$\underline{U}_S = \frac{Z_1}{Z_e} U e^{j\varphi(1 + \varphi_e/\varphi)}, \tag{18}$$

sau notînd:

$$m = \frac{Z_1}{Z_e}, \tag{19}$$

$$n = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varphi_e}{\varphi}\right), \tag{20}$$

tensiunea la ieşire devine:

$$\underline{U}_S = U_S e^{j\alpha_s}, \tag{21}$$

de modul

$$U_S = m\,U \tag{22}$$

şi argument

(23) $$\alpha_S = n\alpha = 2n\varphi .$$

Din comparația relațiilor (6), (7) și (8) cu (21), (22) și (23), rezultă că tensiunea la ieșire își modifică, de la funcționarea la gol la cea în sarcină, atît valoarea efectivă cît și faza.

Valoarea efectivă și defazajul tensiunii la ieșire, la funcționarea în sarcină, depind de valorile coeficienților m, n. Numai pentru valorile particulare $m = n = 1$ se obține

$$U_S = U \text{ și } \alpha_S = \alpha ,$$

adică numai în aceste condiții valoarea efectivă și defazajul tensiunii la ieșire la funcționarea în sarcină sînt egale cu valorile mărimilor respective la funcționarea la gol.

În cele ce urmează se studiază modificările produse de sarcina activă atît în ceea ce privește valoarea efectivă cît și faza tensiunii la ieșire.

3. Modificarea valorii efective a tensiunii la ieșire produsă de încărcarea defazorului pe sarcină activă

Din relația (22) rezultă că valoarea efectivă a tensiunii la ieșire este funcție de coeficientul m al cărui modul, ținînd seama de (19), (5) și (15), se exprimă sub forma:

(24) $$m = \sqrt{\frac{R_D^2 + X_L^2}{(R_D^2 + 2X_L/R)^2 + X_L^2(1 + 2R_D/R)^2}} .$$

Din (24) rezultă că m este funcție atît de sarcină (rezistență R) cît și de faza tensiunii la ieșire (rezistența R_D).

Introducînd notațiile:

(25) $$p = \frac{R_D}{X_L}, \qquad q = \frac{X_L}{R}, \qquad r = \frac{R_D}{R},$$

relația (24) se poate scrie sub forma echivalentă:

(26) $$m = \frac{1}{\sqrt{1 + 4(q^2 + r^2 + 2r)/(1 + p^2)}} .$$

În scopul urmăririi modificării valorii efective a tensiunii la ieșire s-au calculat valorile coeficientului $m = U_S / U$ pentru diferite sarcini, anume pentru $R = 10\,000 ... 100\,000\ \Omega$ și pentru diferite defazaje, cuprinse în intervalul unghiular $10° ... 175°$, corespunzătoare rezistențelor $R_D = 25 ... 10\,000\ \Omega$.

În tabelul 1 se prezintă valorile coeficientului m calculate cu ajutorul relației (26), funcție de rezistența de sarcină R și de rezistența defazorului R_D. Valorile rezistenței defazorului au fost alese astfel încît să corespundă unor unghiuri de defazaj care să acopere un interval unghiular de 165°, aproximativ din 30° în 30°. Pentru ușurința calculelor valorile rezistențelor au fost mult rotunjite.

Tabelul 1

$m = f(R, R_D)$

R,[Ω] \ R_D,[Ω]	25	100	250	500	1 000	1 500	3 500	10 000
10 000	0,98	0,955	0,895	0,864	0,85	0,85	0,905	0,955
25 000	0,995	0,988	0,963	0,945	0,935	0,935	0,963	0,988
50 000	1	0,999	0,988	0,974	0,97	0,972	0,984	0,997
100 000	1	1	0,992	0,989	0,985	0,988	0,992	1

Rezultatele obținute arată că pentru valori relativ mari ale rezistenței de sarcină, practic pentru $R > 50\,000\ \Omega$, termenii q^2 și r^2 din (26) pot fi neglijați încît această relație se simplifică devenind:

$$m = \frac{1}{\sqrt{1 + 8r/(1+p^2)}}. \tag{27}$$

Abaterea relativă procentuală a valorii efective a tensiunii la ieșire față de tensiunea la intrare rezultă din relația:

$$\varepsilon_U = \frac{U_S - U}{U} 100, \ [\%], \quad \text{sau} \quad \varepsilon_U = 100(m-1), \ [\%]. \tag{28}$$

Rezultatele calculului privind abaterea relativă procentuală a valori efective a tensiunii la ieșire, pentru aceleași rezistențe de sarcină și defazaje sînt indicate în tabelul 2.

Tabelul 2

$\varepsilon_U = f(R, R_D)$

R,[Ω] \ R_D,[Ω]	25	100	250	500	1 000	1 500	3 500	10 000
10 000	2	4,5	10,5	13,5	15	14,5	9	4,5
25 000	0,5	1,2	3,7	5,5	6,5	6,5	3,7	1,2
50 000	0	0,1	1,2	2,6	3	2,8	1,6	0,3
100 000	0	0	0,8	1,1	1,5	1,2	0,8	0

Valorile abaterilor relative procentuale considerate acceptabile sînt încadrate în chenar.

Curbele din fig. 3 reprezintă variația parametrului $m = f(R_D)$ pentru diferite sarcini active R.

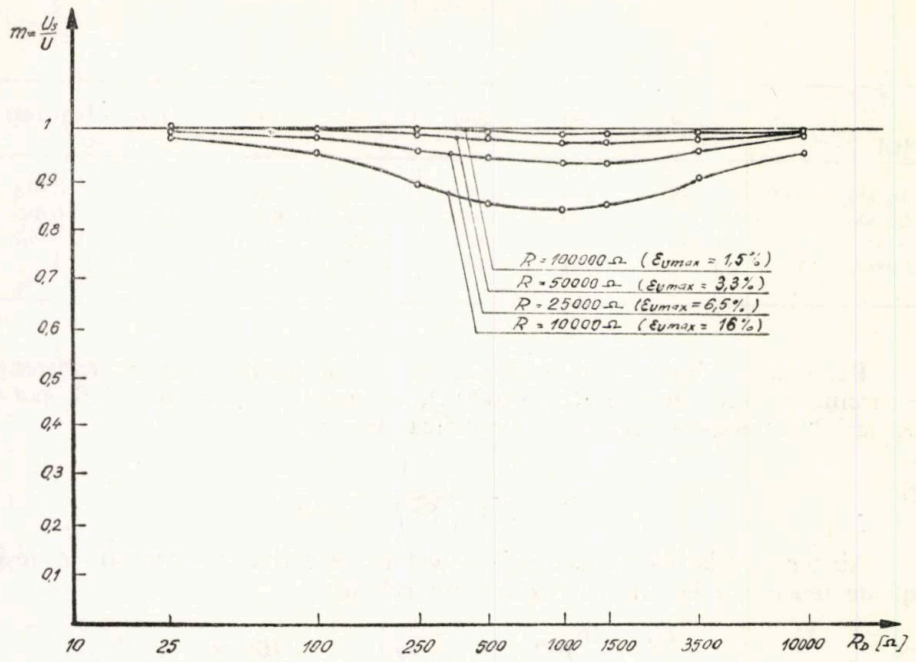


Fig. 3

4. Modificarea defazajului tensiunii la ieşire produsă de încărcarea defazorului pe sarcină activă

Defazajul tensiunii la ieşire la funcţionarea în sarcină, conform relaţiei (23), este funcţie de coeficientul n, exprimat prin relaţia (20), în care φ şi φ_e sînt date de relaţiile (4) şi (16). Utilizînd notaţiile (25) unghiurile de defazaj φ, φ_e pot fi determinate cu ajutorul relaţiilor:

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{1}{p} \quad \text{şi} \quad \varphi_e = \operatorname{arc\,tg}\frac{1+2r}{p+2q}, \tag{29}$$

iar coeficientul n cu relaţia:

$$n = \frac{1}{2}\left\{1 + \frac{\operatorname{arc\,tg}(1/p)}{\operatorname{arc\,tg}[(1+2r)/(p+2q)]}\right\}. \tag{30}$$

Calculînd valorile coeficientului n pentru aceleaşi sarcini active ($R = 10\,000...100\,000\ \Omega$) şi pentru aceleaşi rezistenţe ale defazorului ($R_D = 25...10\,000\ \Omega$) se obţin rezultatele din tabelul 3.

Tabelul 3

$n = f(R, R_D)$

R_D,[Ω] / R,[Ω]	25	100	250	500	1 000	1 500	3 500	10 000
10 000	0,94	0,94	0,943	0,958	1,004	1,06	1,27	2,01
25 000	0,975	0,975	0,976	0,983	1,002	1,03	1,11	1,37
50 000	0,988	0,988	0,988	0,992	1,001	1,015	1,055	1,19
100 000	0,995	0,995	0,995	0,998	1	1,01	1,03	1,09

Abaterea relativă procentuală a defazajului tensiunii la ieşire la funcţionarea în sarcină rezultă din relaţia:

(31) $$\varepsilon_\alpha = 100\frac{\alpha_S - \alpha}{\alpha}, [\%], \quad \text{sau} \quad \varepsilon_\alpha = 100\,(n-1), [\%].$$

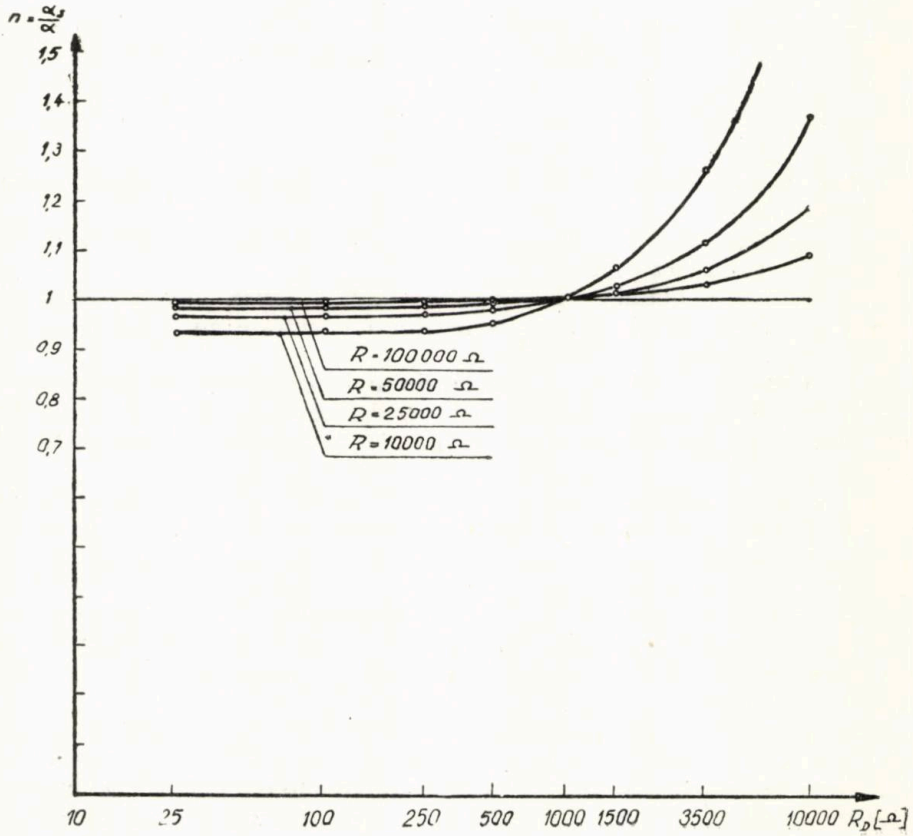


Fig. 4

Rezultatele calculului referitor la abaterea relativă procentuală a defazajului sînt prezentate în tabelul 4. Valorile abaterilor considerate admisibile sînt încadrate în chenar.

Tabelul 4

$\varepsilon_\alpha = f(R, R_D)$

R,[Ω] \ R_D,[Ω]	25	100	250	500	1 000	1 500	3 500	10 000
10 000	−6	−6	−5	−4,2	+0,4	+6,0	+27	+101
25 000	−2,5	−2,5	−2,4	−1,7	+0,2	+3	+11	+37
50 000	−1,2	−1,2	−1,2	−0,8	+0,1	+1,5	+5,5	+19
100 000	−0,5	−0,5	−0,5	−0,2	0	+1	+3	+9

În fig. 4 se reprezintă variaţia relativă a defazajului tensiunii la ieşire funcţie de rezistenţa defazorului R_D, pentru diferite rezistenţe de sarcină R.

5. Concluzii

Din analiza datelor prezentate în tabelele 1...4 se pot formula următoarele concluzii:

1° Valoarea tensiunii la ieşire depinde atît de sarcina defazorului cît şi de faza tensiunii respective.

2° Pentru un anumit defazaj al tensiunii la ieşire, valoarea efectivă a acesteia din urmă diferă de aceea a tensiunii la intrare cu atît mai puţin cu cît rezistenţa sarcinii este mai mare.

3° Abaterea valorii efective a tensiunii la ieşire pentru fiecare sarcină dată, trece prin valoarea maximă pentru defazajul de 90° (în cazul particular studiat, pentru rezistenţa $R_D = X_L = 958\,\Omega$ corespunzătoare defazajului de 90°).

4° Pentru rezistenţe de sarcină mai mari decît 50 000 Ω abaterea maximă a valorii efective a tensiunii la ieşire (la 90°) nu depăşeşte 3%, iar pentru rezistenţe mai mari decît 100 000 Ω, 1,5% (tabelul 2, datele încadrate în chenar.)

5° Faza tensiunii la ieşire depinde de asemenea de sarcina defazorului cît şi de valoarea fazei însăşi, cu excepţia unghiului de 90° pentru care faza tensiunii la ieşire nu se modifică de la funcţionarea la gol la cea în sarcină (independent de sarcină).

6° Pentru rezistenţe de sarcină relativ mari ($R_D > 25\,000\ \Omega$) şi defazaje cu atît mai mari cu cît rezistenţa de sarcină este mai mică, abaterea fazei tensiunii la ieşire la funcţionarea în sarcină faţă de aceea la gol, se păstrează în limite admisibile (tabelul 4, datele încadrate în chenar). În cazul studiat, pentru sarcina caracterizată prin $R = 100\,000\,\Omega$, abaterea fazei

tensiunii la ieşire se menţine în limite considerate acceptabile (sub 3%) în intervalul unghiular 30°...175° ($R_D = 25...3\,500\ \Omega$).

7° Pentru rezistenţe de sarcină relativ mici ($R < 25\,000\,\Omega$) şi defazaje cu atît mai mari cu cît rezistenţa de sarcină este mai mică, abaterile tensiunii de ieşire la funcţionarea în sarcină cresc repede, atingînd valori exagerate.

8° Se poate conchide că defazorul de tensiune descris, funcţionînd în sarcină, poate furniza la ieşire o tensiune a cărei valoare şi fază nu se abat de la valorile corespunzătoare funcţionării la gol decît în limite admisibile, funcţie de rezistenţa de sarcină. Pentru fixarea sau cunoaşterea limitelor de lucru este necesar un calcul al abaterilor valorii efective şi fazei tensiunii la ieşire, utilizînd în acest scop relaţiile stabilite.

Primită la 6 februarie 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică şi măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Bărbulescu D., *Defazor de tensiune utilizînd un circuit serie capacitiv cu reactanţe semicompensate.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XI (XV)**, *1—2*, 219 (1965).

LE FONCTIONNEMENT SOUS CHARGE DU DÉPHASEUR CAPACITIF DE TENSION À REACTANCES SEMICOMPENSÉES

(Résumé)

On étudie le fonctionnement sous charge d'un déphaseur de tension ayant à la base un circuit capacitif à réactances semicompensées. L'analyse effectuée montre que la valeur effective ainsi que la phase de la tension de sortie dépendent autant de la charge que de la résistance du déphaseur (qui correspond à la valeur de la phase). Pour certaines valeurs de la résistance de charge, les écarts de la valeur et de la phase de la tension de sortie ne dépassent pas des limites acceptables ; on déduit des relations de calcul pour ces limites, en fonction des paramètres de la charge et du déphaseur. On présente les calculs effectuées pour le déphaseur réalisé et on établit les limites des charges actives dans lesquelles le fonctionnement du déphaseur peut être considéré précis.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 621.317.761; 621.319.5

LOGOMETRU CU „RESORT ELECTROSTATIC"

DE

M. ANTONIU

1. Introducere

Anterior [1], [2] s-a descris un frecvenţmetru cu logometru electrostatic clasic sau avînd logometru cu variaţie de tensiune. În această lucrare se prezintă un nou logometru electrostatic, funcţionînd în schemă de frecvenţmetru, la care cuplul direct este dat de către un dispozitiv electrostatic sensibil la fază iar cel oponent — de un dispozitiv care furnizează un cuplu proporţional cu unghiul de deviaţie, numit „resort electrostatic". Faţă de primul, un astfel de frecvenţmetru prezintă avantajul că este mai sensibil iar faţă de cele neelectrostatice de mare sensibilitate [3], [4] — că poate funcţiona la frecvenţe mai ridicate. Noul frecvenţmetru dă rezultate satisfăcătoare ca aparat de tablou, pentru domeniul audio, dar poate fi utilizat şi ca aparat de laborator, mai ales pentru uz didactic.

Se cunoaşte un logometru ferodinamic la care cuplul oponent este creat de un dispozitiv care produce un cuplu dependent de deviaţie [5] dar logometrul cu resort electrostatic nu a fost descris nicăieri pînă în prezent.

2. Descrierea noului frecvenţmetru

Circuitul de măsură al frecvenţmetrului (fig. 1) este alcătuit din transformatorul T cu miez de ferită [6], care furnizează tensiunea U_2, independentă de frecvenţa de măsurat f, şi din circuitul cu rezonanţă de tensiune RLK, care produce tensiunea U_1, dependentă de f.

Logometrul cu „resort electrostatic" este alcătuit din electrozii mobili em_1 şi em_2 precum şi din electrozii ficşi *1* şi *2*. Aceştia din urmă, împreună cu em_1, formează un dispozitiv wattmetric în schemă Walker [7] şi care furnizează cuplul direct iar împreună cu em_2 constituie resortul electrostasic, care produce cuplul oponent. Ambii electrozi mobili sînt izolaţi

electric între ei și față de axul *5*, cu ajutorul bucșei *6* (fig. 2). Rezistențele de protecție R_p servesc la limitarea curentului în bendița *b* — aducător „fără cuplu" — în caz de scurtcircuit între electrozi. Poziția acului indicator față de electrozii mobili este arătată în fig. 2.

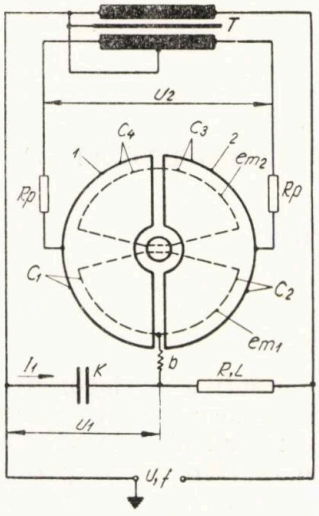


Fig. 1

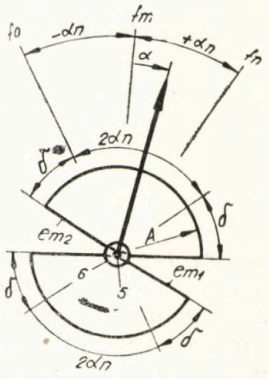


Fig. 2

Frecvențmetrul cu logometru pe bază de „resort electrostatic" funcționează în modul următor: cînd frecvența de măsurat f este egală cu cea înscrisă la mijlocul scării gradate (f_m), circuitul *RLK* intră în rezonanță, tensiunile U_1 și U_2 ajung în cuadratură și ca urmare cuplul direct (M_1) se anulează iar organul mobil ocupă poziția indicată în fig. 1 ($\alpha = 0$). Cînd $f \neq f_m$, $M_1 \neq 0$, organul mobil se va roti cu un unghi α spre dreapta sau spre stînga, după cum f este mai mare sau mai mic decît f_m.

3. Resortul electrostatic

Este alcătuit din condensatoarele C_3 și C_4 constituite din electrozii *1*, *2* și em_2 (fig. 1); poziția relativă a acestora din urmă este arătată în fig. 3 iar schema electrică a dispozitivului în fig. 4.

Dispozitivul funcționează în modul următor: tensiunea U_2 produce în C_1 și C_2 două cupluri rotitoare de semne contrarii, astfel încît em_2 se stabilește în poziția pentru care $C_3 = C_4$ și care reprezintă poziția de zero ($\alpha = 0$). La rotirea lui em_2 — spre dreapta sau spre stînga — cu un unghi α, dispozitivul opune un cuplu proporțional cu α, motiv pentru care a fost denumit „resort electrostatic".

Notînd cu C_{40} şi C_{4n} valorile capacităţii C_4 pentru $\alpha = 0$ şi respectiv $\alpha = \alpha_n$ şi considerînd $a^2 \ll A^2$, din fig. 1 şi 3 rezultă:

$$C_{30} = C_{40} = \frac{\varepsilon(\alpha_n + \delta)A^2}{e}, \quad C_{4n} = \frac{\varepsilon\delta A^2}{e}, \tag{1}$$

unde δ reprezintă unghiul de întrepătrundere dintre electrozii em_2 şi *1* cînd $\alpha = \alpha_n$, sau dintre em_2 şi *2* cînd $\alpha = -\alpha_n$, ε fiind permitivitatea dielectricului (aerul) dintre aceşti electrozi.

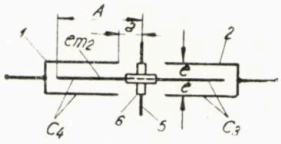


Fig. 3

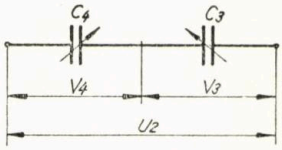


Fig. 4

Pe de altă parte din fig. 1 şi 2 rezultă relaţiile:

$$C_3 = C_{30} + k\alpha, \quad C_4 = C_{40} - k\alpha, \tag{2}$$

în care:

$$k = \frac{\beta C_{40}}{\alpha_n}, \tag{3}$$

$$\beta = \frac{C_{40} - C_{4n}}{C_{40}} \approx \frac{\alpha_n}{\alpha_n + \delta}, \tag{4}$$

şi ca urmare tensiunile V_3 şi V_4 (fig. 4) se pot scrie sub forma:

$$V_3 = U_2 \frac{C_4}{C_3 + C_4} = U_2 \frac{1 - \beta\eta}{2}, \quad V_4 = U_2 \frac{1 + \beta\eta}{2}, \tag{5}$$

unde

$$\eta = \frac{\alpha}{\alpha_n}. \tag{6}$$

Tensiunile V_3 şi V_4 produc cuplurile:

$$M_3 = \frac{1}{2} V_3^2 \frac{dC_3}{d\alpha}, \quad M_4 = \frac{1}{2} V_4^2 \frac{dC_4}{d\alpha},$$

a căror sumă este

$$M_2 = M_3 + M_3 = \frac{\beta k U_2^2}{2} \eta \tag{7}$$

sau

(7') $$M_2 = W\alpha,$$

unde

(8) $$W = \frac{\varepsilon A^2 U_2^2}{2e(\alpha_n + \delta)}$$

reprezintă „constanta" resortului electrostatic și totodată cuplul stabilizant specific minim al mecanismului logometric, deoarece cuplul direct al acestuia nu depinde de α. Se observă că principala rezervă de creștere a lui W rămîne tensiunea U_2.

Dacă se compară (8) cu relația (31) din [1] se poate observa că în condiții egale, logometrul cu „resort electrostatic" asigură un cuplu stabilizant mai mare decît logometrul electrostatic clasic.

Calculele arată că resortul electrostatic poate furniza un cuplu oponent acceptabil la dimensiuni (A) reduse și mai ales la un consum extrem de scăzut. Acest dispozitiv poate funcționa cu tensiune alternativă sau continuă și ar mai putea fi utilizat la construcția releelor parametrice, acolo unde se cere un consum scăzut iar tensiunea de comandă este în mod necesar ridicată.

4. Logometrul cu „resort electrostatic"

4. 1. Ecuația de funcționare

Capacitățile care formează dispozitivul wattmetric furnizor al cuplului direct (M_1) au expresiile:

(9) $$C_1 = C_{10} + k\alpha, \quad C_2 = C_{20} - k\alpha,$$

cu

(10) $$C_{10} = C_{20} = C_{30} = C_{40},$$

unde k este dat de (3).

Tensiunile la bornele condensatoarelor C_1 și C_2 sînt V_1 și respectiv V_2, indicate în diagrama fazorială din fig. 5. Datorită acestora, asupra electrodului em_1 acționează cuplurile instantanee:

$$m_{11} = \frac{1}{2} v_1^2 \frac{\mathrm{d}C_1}{\mathrm{d}\alpha}, \quad m_{12} = \frac{1}{2} v_2^2 \frac{\mathrm{d}C_2}{\mathrm{d}\alpha},$$

a căror sumă este $m_1 = ku_1u_2$ (cu litere mici s-au notat valorile instantanee ale mărimilor respective). Considerînd pe U_2 ca origine de fază și integrînd se obține:

(11) $$M_1 = \beta C_1 U_1 U_2 \sin\varphi.$$

Din condiţia de echilibru a organului mobil ($M_1 = M_2$) rezultă ecuaţia de funcţionare căutată

$$\eta = \frac{2}{\beta q} y, \tag{12}$$

în care

$$q = \frac{U_2}{U} \tag{13}$$

este raportul de transformare al transformatorului T (fig. 1), iar:

$$y = \frac{\omega L - 1/\omega K}{\omega K[R^2 + (\omega L - 1/\omega K)^2]}.$$

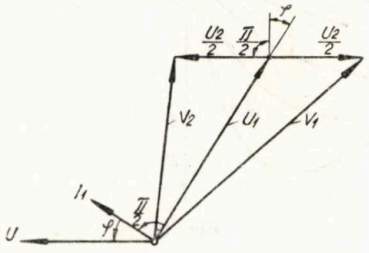


Fig. 5

Se observă că forma scării gradate, în unităţi de frecvenţă, este hotărîtă de funcţia y. Aceasta din urmă mai poate fi pusă sub forma:

$$y = \frac{(\lambda^2 - 1)Q^2}{\lambda^2 + (\lambda^2 - 1)Q^2}, \tag{14}$$

în care:

$$Q = \frac{2\pi f_r L}{R} = \frac{1}{2\pi f_r KR} \tag{15}$$

reprezintă factorul de calitate al circuitului rezonant iar:

$$\lambda = \frac{f}{f_r} = \frac{f}{f_m}, \tag{16}$$

unde $f_r = f_m$ este frecvenţa proprie de rezonanţă a circuitului RLK.

În fig. 6 s-a reprezentat familia de curbe definită de (14). Se observă că arcele de curbă AB (cu diverşi indici), cu centrele în origine ($f = f_m$), pot fi considerate rectilinii şi ca urmare, limitînd funcţionarea instrumentului la acest domeniu, scara va fi liniară.

Logometrul cu „resort electrostatic" se distinge prin sensibilitate mare faţă de raportul tensiunilor de intrare. El ar mai putea fi utilizat şi în schemă de faradmetru sau de releu de sens de putere (cu independenţă de tensiune).

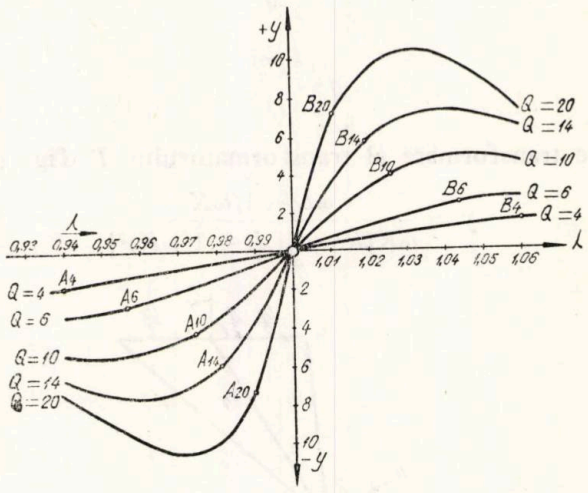


Fig. 6

4. 2 Expresii de calcul

Notînd cu $H = f_n - f_0$ (fig. 2), această expresie poate fi pusă sub forma:

$$\frac{f_m}{H} = \frac{1}{\lambda_n - \lambda_0}, \tag{16'}$$

în care $\lambda_0 = f_0/f_m$ şi $\lambda_n = f_n/f_m$ reprezintă abscisele punctelor A şi respectiv B de pe curbele $y(\lambda)$ din fig. 6.

Pentru $\eta = 1$, din (12) rezultă:

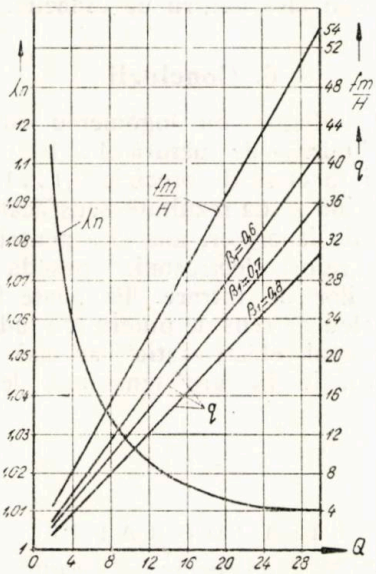
$$q = \frac{2y(\lambda_n)}{\beta}. \tag{17}$$

Curbele definite de (16') şi (17) sînt reprezentate în fig. 7. Se observă că la creşterea lui Q sensibilitatea frecvenţmetrului precum şi raportul de transformare (q) cresc.

Din fig. 5 rezultă că tensiunea maximă la bornele condensatoarelor C_1 şi C_2 (mai mare decît la bornele condensatoarelor C_3 şi C_4) are loc la $f = f_m$ şi ca urmare distanţa dintre electrozii mobili şi cei ficşi (fig. 3) se va calcula cu relaţia:

(18) $$e = \frac{U\sqrt{Q^2 + q^2/4}}{E_L},$$

unde E_L reprezintă intensitatea admisibilă pentru cîmpul electric de lucru dintre electrozi.



Pig. 7

În fine, din (8) rezultă expresia de bază pentru dimensionarea mecanismului logometric cu „resort electrostatic“:

(19) $$A^2 = \frac{2e(\alpha_n + \delta)W}{\varepsilon q^2 U^2}.$$

5. Exemplu de calcul

Fie de realizat un frecvenţmetru cu logometru pe bază de „resort electrostatic, avînd: $f_m = 20$ kHz, $H = 1$ kHz, $U = 200$ V.

a) *Circuitul de măsură.* La $f_m/H = 20$, din fig. 7 se obţine $Q = 11$. Rezultă că la rezonanţă $U_1 = 11 \times 200 = 2\,200$ V. Admiţînd un curent în circuitul rezonant de maximum 50 mA rezultă $R = 200/0{,}05 = 4$ kΩ şi ca urmare din (15) se obţine: $L = 350$ mH, $K = 182$ pF. Tot din fig. 7, la $Q = 11$ şi $\beta = 0{,}6$, rezultă $q = 15$.

b) *Mecanismul logometric.* Adoptînd $W = 5$ μNm/rad, $2\alpha_n = 90°$, $E_L = 0{,}6$ kV/mm [8], din (4), (18) şi (19) rezultă $\delta = 30°$, $e = 5$ mm şi respectiv $R = 28$ mm.

Un calcul simplu, pe baza curentului maxim suportat de bendiţa b, conduce la $R_p = 100$ kΩ.

Erorile introduse de către circuitul de măsură şi mecanismul logometric, în indicaţia frecvenţmetrului, se calculează la fel ca la frecvenţmetrul cu logometru electrostatic clasic [1]. Frecvenţmetrul construit pe baxa datelor de calcul de mai înainte, în maniera descrisă în [9], se încadrează în clasa de precizie 0,2 (raportată la f_m).

Frecvenţmetrul cu logometru pe bază de „resort electrostatic" este simplu, ieftin şi dă rezultate mulţumitoare atît în varianta de tablou cît şi în cea de laborator, mai ales pentru uz didactic.

6. Concluzii

1. Frecvenţmetrul utilizînd un logometru cu „resort electrostatic" poate fi construit cu limitele de măsură 1 ... 10% din frecvenţa înscrisă la mijlocul scării (f_m) şi în clase de precizie 0,1 ... 1 (raportate la f_m). Este o construcţie simplă, ieftină şi dă rezultate satisfăcătoare în domeniul audio ca aparat de tablou sau de laborator, mai ales pentru uz didactic.

2. Logometrul cu „resort electrostatic" posedă o sensibilitate ridicată faţă de raportul tensiunilor de intrare. El poate fi utilizat şi în schemă de faradmetru sau ca releu de sens de putere (cu independenţă de tensiune).

De asemenea „resortul electrostatic" ar mai putea fi utilizat şi ca releu parametric în cazurile în care tensiunea de comandă este în mod necesar ridicată.

Primită la 5 iunie 1969

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de electrotehnică
şi măsuri electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Antoniu M., Petrescu V., *Frecvenţmetru cu logometru electrostatic pentru domeniul audio.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XIV (XVIII)**, *3-4*, 359 (1968).
2. Antoniu M., *Logometru electrostatic cu variaţie de tensiune.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XV(XIX)**, *1—2*, s. III, 51 (1969).
3. Keinath G., *Verfahren zur genauesten Messung technischer Frequenzen.* Siemens Ztschr. 731 (1928).
4. Boekels H., *Hoch empfindlichkeit Zeigerfrequenzmesser*, ETZ, 1259 (1936).
5. Мартиненко Н. В., *Щитовые электроизмерительные приборы.* М., 1963, 50.
6. Cedighian S., *Ferite.* Ed. Tehn., Buc., 1966, 305.
7. Wacher M., *The Electrostatic Wattmeter in Commercial Measurements*, Trans. AIEE **19**, 1035 (1902).
8. Drysdale C. V., *Electrical Measuring Instruments.* Vol **1**, London, 1952, Ch. **10.**
9. Antoniu M., *Instrumente electrostatice de măsurat cu variaţie de tensiune.* Teză de doctorat, Inst. polit. Iaşi, 1967.

LOGOMÈTRE À „RESSORT ÉLECTROSTATIQUE"

(Résumé)

On décrit un frequencemètre utilisant un logomètre sensible à la phase, où le couple opposant est fourni par un dispositif électrostatique qui produit un couple proportionnel avec l'angle de déviation — „ressort électrostatique". Ce f requencemètre peut être construit pour des fréquences nominales $f_m = 1 \ldots 50$ kHz, limites de mesure 1 ... 10% de f_m et classes de précision 0,1 ... 1 (rapportées à f_m). L'appareil est plus simple et moins couteux que les frequencemètres nonélectrostatiques.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 621.317.66; 621.317.385

POSIBILITĂŢI DE MĂSURARE SIMULTANĂ, CU TREI SAU PATRU ECHIPAJE CE UTILIZEAZĂ NEUTRU ARTIFICIAL, A PUTERILOR ŞI ENERGIILOR ACTIVE ŞI REACTIVE ÎN REŢELE TRIFAZATE, ÎN REGIM DEZECHILIBRAT DE CURENŢI*)

DE

LAURIAN PREDA

1. Introducere

Expresiile analitice ale indicaţiilor unui wattmetru (contor) monofazat montat cu nul artificial, într-o reţea trifazată cu trei conductoare, în regim dezechilibrat de curenţi, sînt de forma:

$$(a', b', \ldots, i') = K_1' P + K_2' Q + K_3' p_1 + K_4' q_1 + K_5' p_2 + K_6' q_2,$$

unde: a', b',..., i' sînt indicaţiile instrumentului de măsurare (conform tabelului 1), P, Q — puterile active şi reactive din circuit, p_1, p_2, q_1, q_2 — puterile active şi reactive de nesimetrie, K_1',..., K_6' — coeficienţi [5, tabelul 2] ce depind de repartiţia celor trei curenţi dezechilibraţi pe faze.

Tabelul 1

	I_R	I_S	I_T
U_{RO}	a'	b'	c'
U_{SO}	d'	e'	f'
U_{TO}	g'	h'	i'

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 28–30 septembrie 1967.

2. Măsurarea simultană cu trei sau patru echipaje ce utilizează neutru artificial, a puterilor şi energiilor active şi reactive

Analizînd cele 54 de expresii analitice ale indicaţiei wattmetrului (contorului) monofazat cu nul artificial [5], se constată că există şase montaje (necunoscute în literatură) ce permit măsurarea simultană a puterilor (energiilor) activă şi reactivă[1]) :

$$(1)\qquad \left\{\begin{array}{ll}(\mathrm{I}) & a'-f'\\ (\mathrm{II}) & e'-g'\\ (\mathrm{III}) & i'-b'\end{array}\right\}\rightarrow \frac{P}{2}+\frac{Q}{2\sqrt{3}};$$

$$(2)\qquad \left\{\begin{array}{ll}(\mathrm{IV}) & a'-h'\\ (\mathrm{V}) & e'-c'\\ (\mathrm{VI}) & i'-d'\end{array}\right\}\rightarrow \frac{P}{2}-\frac{Q}{2\sqrt{3}}.$$

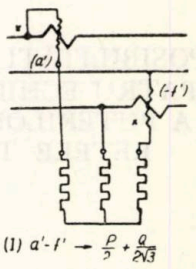


Fig. 1

În fig. 1 s-a reprezentat montajul (I).

La oricare din aceste şase montaje, permutarea circulară a fazelor nu influenţează rezultatul măsurătorii, însă inversarea a două faze modifică indicaţia din $P/2+Q/2\sqrt{3}$ în $P/2-Q/2\sqrt{3}$ şi invers.

Deci cu două wattmetre (contoare) trifazate de putere (energie) reactivă, dotate fiecare cu cîte două echipaje şi nul artificial, schimbînd doar legăturile bobinelor şi cuplîndu-le prin mecanisme diferenţiale (pentru separarea componentei active de cea reactivă), se poate măsura puterea (energia) activă şi reactivă.

În literatură sînt cunoscute scheme de măsurare cu nul artificial:

$$(3)\qquad a'+e'+i'\rightarrow P;\qquad (4)\quad \left\{\begin{array}{ll}(\mathrm{VII}) & c'-g'\\ (\mathrm{VIII}) & d'-b'\\ (\mathrm{IX}) & h'-f'\end{array}\right\}\rightarrow \frac{Q}{\sqrt{3}}.$$

Considerînd cele nouă scheme ((I), (II),...,(IX)) ce măsoară $Q/\sqrt{3}$ (4), $P/2+Q/2\sqrt{3}$ (1), $P/2-Q/2\sqrt{3}$ (2), rezultă 27 posibilităţi de măsurare simultană a puterii (energiei) active şi reactive cu ajutorul a maximum patru echipaje care utilizează nul artificial. Schimbînd succesiunea fazelor în cele şase moduri posibile, se constată că cele 27 de scheme (montaje) se reduc la cinci (M_1, M_2,..., M_5) conform fig. 2 (evident numărul de rezistenţe pentru crearea nulului artificial poate fi uşor redus la cel mult trei):

1) Semnul → indică mărimea măsurată de montaj.

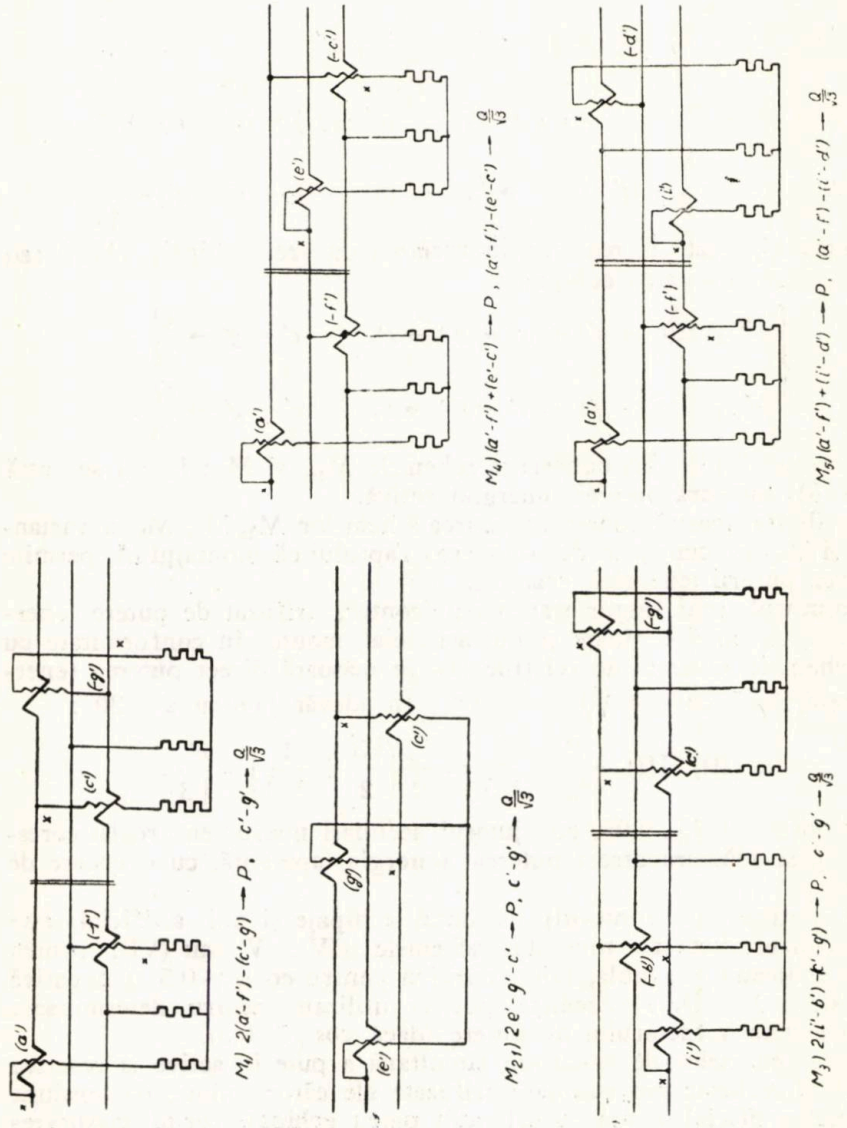

M1) 2(a'-f')-(e'-g') → P, c'-g' → Q/√3
M21) 2e'-g'-c' → P, c'-g' → Q/√3
M3) 2(i'-b')+(f'-g') → P, c'-g' → Q/√3
M4) (a'-f')+(e'-c') → P, (a'-f')-(e'-c') → Q/√3
M5) (a'-f')+(i'-d') → P, (a'-f')-(i'-d') → Q/√3

Fig. 2

$$(5)\quad \begin{cases} M_1)\ 2(a'-f')-(c'-g') \to P, & c'-g' & \to \dfrac{Q}{\sqrt{3}}, \\ M_{2\cdot1})\ 2e'-g'-c' \to P, & c'-g' & \to \dfrac{Q}{\sqrt{3}}, \\ M_3)\ 2(i''-b')-(c'-g') \to P, & c'-g' & \to \dfrac{Q}{\sqrt{3}}, \\ M_4)\ (a'-f')+(e'-c') \to P, & (a'-f')-(e'-c') \to & \dfrac{Q}{\sqrt{3}}, \\ M_5)\ (a'-f')+(i'-d') \to P, & (a'-f')-(i''-d') \to & \dfrac{Q}{\sqrt{3}}. \end{cases}$$

Schema M_2 poate fi realizată în varianta cu trei echipaje ($M_{2\cdot1}$) sau în două variante cu patru echipaje:

$$(6)\quad \begin{cases} M_{2\cdot2})\ 2(e'-c')+(c'-g') \to P, & c'-g' \to \dfrac{Q}{\sqrt{3}}, \\ M_{2\cdot3})\ 2(e'-g')-(c'-g') \to P, & c'-g' \to \dfrac{Q}{\sqrt{3}}. \end{cases}$$

În literatură [3] sînt cunoscute schemele $M_{2\cdot1}$ şi M_4; în [3] se arată că schema M_4 măsoară puterea (energia) activă.

Contribuţia noastră constă în găsirea schemelor M_1, M_3, M_5, a variantelor $M_{2\cdot2}$ şi $M_{2\cdot3}$ precum şi în demonstrarea faptului că montajul M_4 permite şi măsurarea puterii (energiei) reactive.

Cu ajutorul unui singur wattmetru (contor) trifazat de putere (energie) reactivă, cu două echipaje şi nul artificial, montat în conformitate cu una din schemele indicate de relaţiile (1), se măsoară direct puterea (energia) aparentă, dacă $\cos\varphi = \sqrt{3}/2 = 0{,}866$. În adevăr pentru $\varphi = 30°$:

$$(7)\qquad (I),\ (II),\ (III) \to \frac{P}{2}+\frac{Q}{2\sqrt{3}} = \frac{P_a}{2}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}+\frac{1}{2\sqrt{3}}\right) = \frac{P_a}{\sqrt{3}}.$$

Dacă $\cos\varphi = 0{,}75...0{,}95$, cu ajutorul aceluiaşi instrument, reglat corespunzător [7], se măsoară direct puterea (energia) aparentă, cu o eroare de metodă de $\pm 1\%$.

Dacă wattmetrul (contorul) cu două echipaje şi nul artificial este montat în conformitate cu una din schemele (IV), (V) sau (VI), pentru $\cos\varphi = 0{,}5$ indicaţia este nulă, fiind pozitivă pentru $\cos\varphi > 0{,}5$ şi negativă pentru $\cos\varphi < 0{,}5$. Deci schemele pot fi utilizate pentru determinarea orientativă a valorii factorului de putere (dacă $\cos\varphi \gtrless 0{,}5$).

Pe baza schemelor de măsurare simultană a puterii active şi reactive (5), (6) pot fi realizate noi contoare trifazate ale căror bobine de tensiune folosesc nulul artificial şi care cu cel mult patru echipaje permit măsurarea simultană a energiei active şi reactive în reţele trifazate cu trei conductoare, cu tensiuni echilibrate şi curenţi dezechilibraţi. Acestea folosesc bobine de

curent sau de tensiune care acţionează simultan asupra a două discuri cu rotaţii independente (deci bobine cu efect dublu). Discurile trebuie cuplate cu mecanisme diferenţiale (care să realizeze operaţiile aritmetice indicate anterior în scheme), iar acestea acţionează cele două mecanisme integratoare care indică energia activă şi cea reactivă [7].

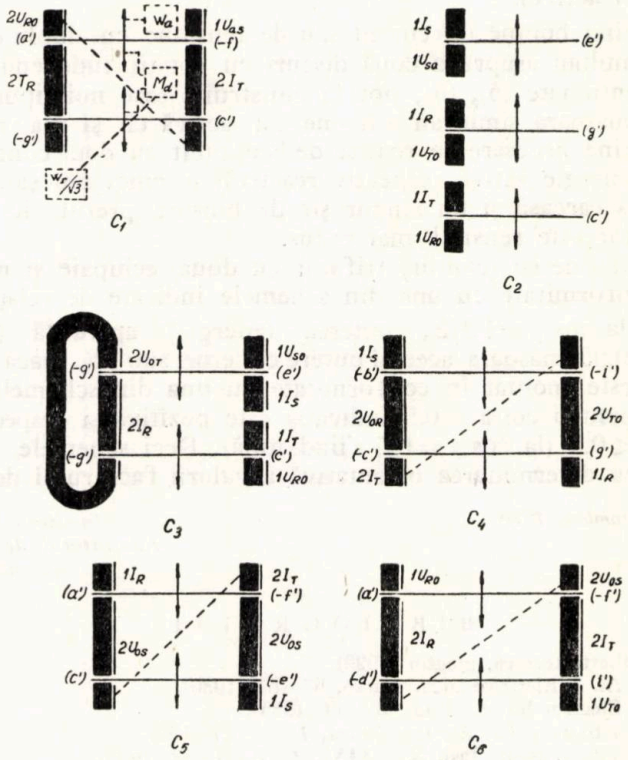


Fig. 3

În fig. 3 sînt prezentate schemele de principiu pentru şase tipuri noi de contoare, concepute pe baza schemelor de măsurare a puterilor (5), (6), (v. şi fig. 2), existînd următoarea corespondenţă:

$$M_1 - C_1,\ M_{2\cdot1} - C_2,\ M_{2\cdot3} - C_3,\ M_3 - C_4,\ M_4 - C_5,\ M_5 - C_6.$$

3. Concluzii

1. Un wattmetru (contor) cu două echipaje şi nul artificial, de putere (energie) reactivă, poate fi transformat, prin schimbarea legăturilor la reţea, în unul care măsoară $P/2 + Q/2\sqrt{3}$ sau $P/2 - Q/2\sqrt{3}$.

2. Există cinci tipuri de scheme (5), (6) care permit măsurarea cu cel mult patru echipaje, cu nul artificial, atît a puterii active cît şi a celei reactive. Din acestea trei nu sînt cunoscute (M_1, M_3, M_5), una (M_2) poate fi realizată în două variante noi ($M_{2\cdot2}$, $M_{2\cdot3}$), iar ultima (M_4) permite şi măsurarea puterii reactive (în literatură este cunoscută numai pentru măsurarea puterii active).

3. Utilizînd bobine de curent sau de tensiune cu dublu efect [7], care acţionează simultan asupra a două discuri cu rotaţii independente, pe baza schemelor menţionate (5), (6), pot fi construite şase noi tipuri de contoare (fig. 3) care măsoară simultan atît energia activă cît şi cea reactivă. Numărul de bobine necesare se reduce de la opt (cît au două contoare trifazate obişnuite de energie activă respectiv reactivă) la cinci sau şase, este necesară o singură carcasă şi un singur şir de borne; preţul de cost al unui astfel de contor este sensibil mai redus.

4. Un wattmetru (contor) trifazat cu două echipaje şi nul artificial, montat în conformitate cu una din schemele indicate de relaţiile (1), măsoară direct, la $\cos\varphi = \sqrt{3}/2$, puterea (energia) aparentă (P_a). Pentru $\cos\varphi = 0{,}75...0{,}95$ măsoară aceeaşi putere cu erori sub 1%. Dacă instrumentul de măsurare este montat în conformitate cu una din schemele indicate de relaţiile (2), pentru $\cos\varphi > 0{,}5$ indicaţia este pozitivă şi respectiv negativă pentru $\cos\varphi < 0{,}5$ (la $\cos\varphi = 0{,}5$ fiind nulă). Deci schemele (2) pot fi utilizate şi pentru determinarea orientativă a valorii factorului de putere.

Primită la 31 octombrie 1970

Institutul politehnic, Iaşi,
Laboratorul de măsuri electrice
şi magnetice

BIBLIOGRAFIE

1. Righi A., L'Elettrotecnica, giuglio (1929).
2. Barbagelata A., L'Elettrotecnica, marzo, 57–61 (1930).
3. Fränkel D., Electrotehnica, *2—3*, 51—59 (1955).
4. Preda M., Ambrozie C., Electrotehnica, *1*, 19–27 (1957).
5. Preda L., Bul. Inst. polit. Iaşi, **XV (XIX)**, *3—4*, 25–33 (1969).
6. Preda L., Bul. Inst. polit. Braşov, seria A, Mecanică, **XI**, 43–48 (1969).
7. Preda L., Bul. Inst. polit. Iaşi, **XIII (XVII)**, *1–2*, 329—334 (1967).

MÖGLICHKEITEN DER GLEICHZEITIGEN MESSUNG DER AKTIVEN UND REAKTIVEN LEISTUNGEN UND ENERGIEN IM DREIPHASENNETZ MIT SCHWANKENDEM STROM UNTER ZUHILFENAHME VON DREI ODER VIER SYSTEMEN, DIE EIN KÜNSTLICHES NEUTRUM BENÜTZEN

(Zusammenfassung)

Die Analyse der Angaben eines Einphasenwattmeters mit künstlichen Neutrum, welches an ein Dreiphasennetz mit schwankendem Strom angeschlossen ist, beweist, dass es fünf Schemas gibt, die die gleichzeitige Messung der aktiven und reaktiven Leistungen (Energien) ermöglichen, indem sie höchtens vier Systeme benützen. Das vorteilhafte Verwenden der Strom- und Spannungs-spulen ermöglicht die Errichtung von sechs neuen Zählertypen, welche gleichzeitig die aktive und reaktive Energie messen und wirtschaftlicher sind als die momentan existierenden.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 62-1531.6; 621.313.333.214

ASUPRA UNOR POSIBILITĂŢI DE REGLARE A VITEZEI MOTOARELOR ASINCRONE TRIFAZATE CU ROTORUL ÎN SCURTCIRCUIT*)

DE

AUREL POPOVICI, AL. POPESCU şi EMIL TEODORU

1. Introducere

În prezent există numeroase preocupări în direcţia perfecţionării sau stabilirii unor metode noi cu scopul de a creşte posibilităţile de comandă sau reglaj ale motorului asincron cu rotor în scurtcircuit.

În afară de soluţiile clasice, bazate pe variaţia frecvenţei, nesimetria tensiunilor, schimbarea numărului de perechi de poli sau diferite cascade, există, după cum se ştie, şi alte soluţii care apelează la modificări constructive sub diferite forme [1], [3] ... [5].

Alegerea şi aplicarea unei anumite soluţii este determinată de considerente proprii sistemului în care urmează să intervină motorul asincron.

2. Considerente teoretice

În cele ce urmează se studiază o variantă constructivă a motorului asincron trifazat cu rotorul în scurtcircuit, care prin nesimetria spaţială a cîmpului magnetic face posibilă aplicarea întregii game de comenzi asupra motorului, fără instalaţii anexe şi contacte alunecătoare.

Desigur, această metodă, cu o serie de particularităţi, se încadrează în mijloacele de variaţie a vitezei prin deformarea cîmpului magnetic circular din maşina asincronă trifazată.

În principiu, varianta studiată realizează cîmpul trifazat cu nesimetrie spaţială variabilă prin intermediul a trei armături statorice, monofazate, care se pot decala spaţial, efectul cumulat al acestora fiind preluat de un ansamblu rotoric unic prevăzut de asemenea cu o colivie comună.

Astfel, dintre cele trei armături statorice A, B, C (fig. 1), asamblate coaxial, armăturile B, C pot fi rotite simetric, faţă de armătura A (fixă) printr-o construcţie adecvată, în limitele $\pm 360°$ el.

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970.

În condiţiile în care cele trei înfăşurări vor fi alimentate de la un sistem de tensiuni trifazat simetric, prin decalajul variabil în spaţiu între cele trei armături pînă la $\pm 360°$ el. se va obţine o plajă largă de reglaj a vitezei la motorul asincron, identică pentru ambele sensuri de rotaţie.

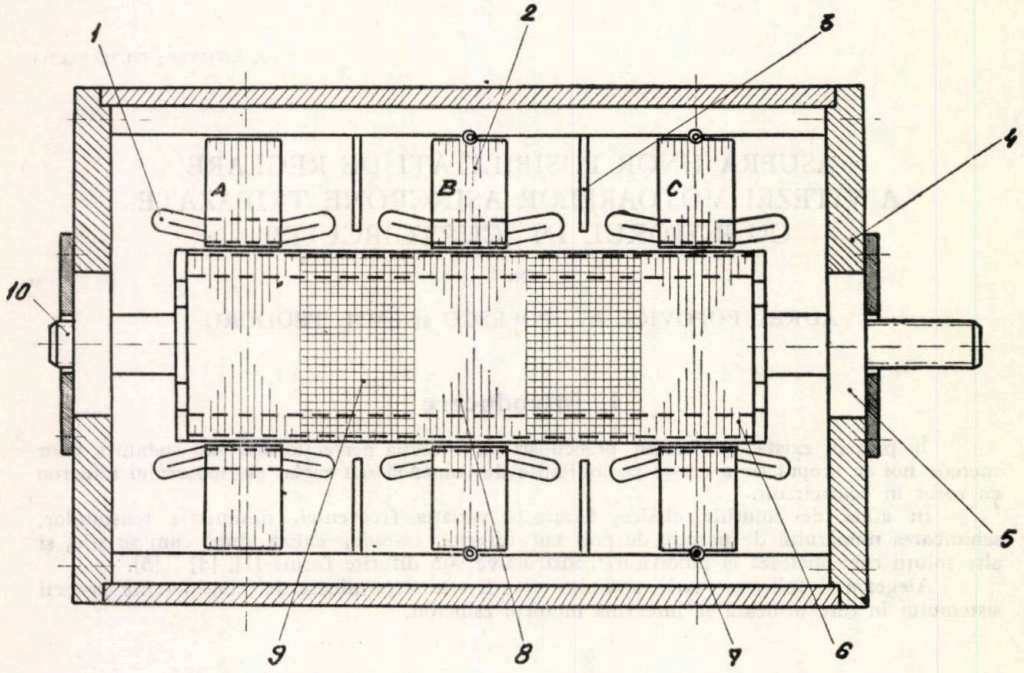


Fig. 1 Secţiune longitudinală prin maşină : *1* — înfăşurare monofazată statorică, *2* — statorul, *3* — ecran magnetic, *4* — capac, *5* — rulment, *6* — colivia comună a rotoarelor, *7* — bile, *8* — rotor, *9* — material izolant, *10* — ax.

Determinînd expresia cuplului rezultant funcţie de poziţia relativă între cele trei armături, se vor putea aprecia proprietăţile variantei constructive prezentate. În acest scop se alege un unghi de poziţie β şi apoi se exprimă inducţiile magnetice ale celor trei înfăşurări, fluxul total rezultant direct şi invers care străbate înfăşurarea în scurtcircuit a rotorului, se determină respectiv componenta directă şi inversă a curentului care va circula în colivia rotorică, funcţie de β, cele două cupluri care acţionează asupra rotorului, obţinîndu-se astfel, în final, prin sumarea acestora, cuplul rezultant.

Se notează cu $\pm \beta$ grade geometrice decalajul axelor înfăşurărilor de pe armăturile *B* şi *C* faţă de axa înfăşurării armăturii *A*, considerată drept axă de referinţă.

Neglijînd nesimetria magnetică produsă de aşezarea coaxială a armăturilor şi de modificarea unghiului β, întrucît aceasta nu afectează în

principiu procesul, se poate considera că sistemul de curenţi care parcurge înfăşurările A, B, C, legate în stea şi alimentate de la un sistem de tensiuni simetric, este simetric. În aceste condiţii expresiile tensiunilor magnetomotoare, considerînd armonica fundamentală pentru un unghi β, vor fi:

$$(1)\qquad \begin{cases} f_A(\alpha,t) = F_m \cos \omega_1 t \cos p\alpha, \\ f_B(\alpha,t) = F_m \cos\left(\omega_1 t - \dfrac{2\pi}{3}\right)\cos p(\alpha-\beta), \\ f_C(\alpha,t) = F_m \cos\left(\omega_1 t + \dfrac{2\pi}{3}\right)\cos p(\alpha+\beta), \end{cases}$$

în care, după cum se ştie,

$$(2)\qquad F_m = \frac{2w_1 k_{w_1} I_1 \sqrt{2}}{p\pi},$$

iar α reprezintă faza spaţială de armătură.

Admiţînd ca îndeplinite condiţiile de proporţionalitate cu tensiunile magnetomotoare, expresiile inducţiilor magnetice corespunzătoare celor trei armături sînt:

$$(3)\qquad \begin{cases} b_A(\alpha,t) = \dfrac{B_m}{2}\cos(\omega_1 t - p\alpha) + \dfrac{B_m}{2}\cos(\omega_1 t + p\alpha), \\ b_B(\alpha,t) = \dfrac{B_m}{2}\cos\left[\left(\omega_1 t - \dfrac{2\pi}{3}\right) - p(\alpha-\beta)\right] + \\ \qquad + \dfrac{B_m}{2}\cos\left[\left(\omega_1 t - \dfrac{2\pi}{3}\right) + p(\alpha-\beta)\right], \\ b_C(\alpha,t) = \dfrac{B_m}{2}\cos\left[\left(\omega_1 t + \dfrac{2\pi}{3}\right) - p(\alpha+\beta)\right] + \\ \qquad + \dfrac{B_m}{2}\cos\left[\left(\omega_1 t + \dfrac{2\pi}{3}\right) + p(\alpha+\beta)\right], \end{cases}$$

unde:

$$(4)\qquad B_m = \frac{2w_1 k_{w_1} \mu_0 I_1 \sqrt{2}}{\pi p \delta}.$$

Rotorul fiind comun, asupra unei spire oarecare rotorice acţionează simultan, prin inducţiile respective, cele trei statoare.

Admiţînd pentru fluxul fascicular corespunzător spirei rotorice considerate, expresia:

$$\varphi_k = \int_{-\frac{\pi}{2p}}^{+\frac{\pi}{2p}} b_k(\alpha, t)\,\mathrm{d}A, \quad (k = A, B, C), \tag{5}$$

unde $\mathrm{d}A = LR\,\mathrm{d}\alpha$, L fiind lungimea şi R raza coliviei, se pot determina fluxurile ψ_{2k}, $(k = A, B, C)$, care înlănţuie circuitul de fază rotoric constituit din w_2 spire:

$$\begin{cases} \psi_{2A} = \dfrac{w_2 k_{w_2}}{2}\,\Phi_m[\cos(\omega_1 - \omega)t + \cos(\omega_1 + \omega)t], \\ \psi_{2B} = \dfrac{w_2 k_{w_2}}{2}\,\Phi_m\left\{\cos\left[(\omega_1 - \omega)t - \left(\dfrac{2\pi}{3} - p\beta\right)\right] + \right. \\ \qquad \left. + \cos\left\{(\omega_1 + \omega)t - \left(\dfrac{2\pi}{3} + p\beta\right)\right]\right\}, \\ \psi_{2C} = \dfrac{w_2 k_w}{2}\,\Phi_m\left\{\cos\left[(\omega_1 - \omega)t + \left(\dfrac{2\pi}{3} - p\beta\right)\right] + \right. \\ \qquad \left. + \cos\left[(\omega_1 + \omega)t + \left(\dfrac{2\pi}{3} + p\beta\right)\right]\right\}, \end{cases} \tag{6}$$

în care k_{w_2} reprezintă factorul de înfăşurare iar ω — pulsaţia corespunzătoare vitezei de rotaţie a rotorului.

Fluxul total,

$$\psi_2 = \psi_{2A} + \psi_{2B} + \psi_{2C}, \tag{7}$$

scindat în cele două componente:

$$\psi_{2d} = w_2 k_{w_2}\,\Phi_m k_d \cos(\omega_1 - \omega)t, \quad \psi_{2i} = w_2 k_{w_2}\,\Phi_m k_i \cos(\omega_1 + \omega)t, \tag{8}$$

în care:

$$k_d = \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{2\pi}{3} - p\beta\right), \quad k_i = \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{2\pi}{3} + p\beta\right), \tag{9}$$

induce în înfăşurarea rotorică tensiunea electromotoare directă şi respectiv inversă:

$$\begin{cases} e_{2d} = k_d E_m(\omega_1 - \omega)\cos\left[(\omega_1 - \omega)t - \dfrac{\pi}{2}\right], \\ e_{2i} = k_i E_m(\omega_1 + \omega)\cos\left[(\omega_1 + \omega)t - \dfrac{\pi}{2}\right]. \end{cases} \tag{10}$$

Corespunzător impedanţei directe şi inverse a circuitului de fază rotoric vor lua naştere curenţii:

$$(11)\qquad \begin{cases} i_{2d} = k_d I_{md} \cos\left[(\omega_1 - \omega)t - \dfrac{\pi}{2} - \varepsilon_d\right], \\ i_{2i} = k_i I_{mi} \cos\left[(\omega_1 + \omega)t - \dfrac{\pi}{2} - \varepsilon_i\right]. \end{cases}$$

Energia de interacţiune corespunzătoare fiecărui curent în parte se poate determina cu relaţiile:

$$(12)\qquad W_{2d} = \psi_{2d} i_{2d}, \quad W_{2i} = \psi_{2i} i_{2i}.$$

Cunoscîndu-se expresia energiei de interacţiune se poate determina cuplul electromagnetic dezvoltat aplicînd teorema forţelor generalizate, coordonata generalizată fiind unghiul care fixează poziţia rotorului faţă de axa de referinţă la un moment dat. Se obţine în final valoarea instantanee a cuplului electromagnetic pentru circuitul de fază rotoric considerat, sub forma:

$$(13)\qquad m = m_d - m_i,$$

în care:

$$(14)\qquad \begin{cases} m_d = \dfrac{k_d^2 p\, w_2 k_{w_2}}{2} \Phi_m I_{md} \left\{\cos\varepsilon_d + \sin\left[2(\omega_1 - \omega)t - \dfrac{\pi}{2} - \varepsilon_d\right]\right\}, \\ m_i = \dfrac{k_i^2 p\, w_2 k_{w_2}}{2} \Phi_m I_{mi} \left\{\cos\varepsilon_i + \sin\left[2(\omega_1 + \omega)t - \dfrac{\pi}{2} - \varepsilon_i\right]\right\}. \end{cases}$$

Valoarea medie a cuplului electromagnetic rezultant, exprimat în funcţie de valorile efective ale tensiunii şi curentului rotoric, pentru m_1 faze, este:

$$(15)\qquad M = M_d - M_i = \frac{k_d^2 m_1 E_{2d} I_{2d} \cos\varepsilon_d}{\Omega_1 - \Omega} - \frac{k_i^2 m_1 E_{2i} I_{2i} \cos\varepsilon_i}{\Omega_1 + \Omega},$$

în care:

$$(16)\qquad E_{2d} = \frac{p w_2 k_{w_2} \Phi_m}{\sqrt{2}} (\Omega_1 - \Omega), \qquad E_{2i} = \frac{p w_2 k_{w_2} \Phi_m}{\sqrt{2}} (\Omega_1 + \Omega).$$

Exprimînd cuplul electromagnetic în funcţie de parametrii maşinii şi tensiunea de alimentare se obţine expresia generală a cuplului pentru varianta constructivă studiată:

$$M = \frac{pm_1 U_1^2}{2\pi f_1}\left\{\frac{k_d^2 r_2'/s}{(r_1 + c_1 r_2'/s)^2 + (x_1 + c_1 x_2')^2} - \right.$$

(17)

$$\left. - \frac{k_i^2 r_2'/(2-s)}{[r_1 + c_1 r_2'(2-s)]^2 + (x_1 + c_1 x_2')^2}\right\}.$$

În ceea ce priveşte relaţia astfel obţinută se poate remarca, faţă de expresia cuplului maşinii asincrone trifazate clasice, prezenţa celor două componente afectate respectiv de coeficienţii k_d şi k_i, variabili la rîndul lor funcţie de unghiul β.

Tabelul 1 conţine valorile coeficienţilor k_d şi k_i pentru diferitele unghiuri β, [gr. el.]; datele acestui tabel pun sugestiv în evidenţă modul în care se va comporta maşina.

Tabelul 1

β	0°	60°	120°	180°	240°	300	360°
k_d	0	1	1,5	1	0	−0,5	0
k_i	0	−0,5	0	1	1,5	1	0

Se observă că la $\beta = 0$, $M = 0$, întrucît $M_d = 0$ şi $M_i = 0$ datorită faptului că tensiunea indusă pe conductorul rotoric este nulă. Pentru $\beta = 120°$ şi $\beta = 240°$ unul din cupluri se anulează, motorul rotindu-se în sensul direct sau invers, comportîndu-se ca o maşină trifazată simetrică.

La valoarea $\beta = 180°$, $M = 0$, dar de data aceasta spre deosebire de cazul $\beta = 0$, $M_d = M_i \neq 0$, fapt care pune în evidenţă comportarea motorului ca maşină monofazată.

Referitor la sensul de rotire rezultă că se va putea obţine o inversare lină în jurul unghiului $\beta = 0$ şi o inversare bruscă în momentul cînd β depăşeşte valoarea de 180°.

Valorile intermediare ale unghiului β vor conduce, în condiţiile unui cuplu static constant, la viteze de rotaţie diferite.

3. Rezultate experimentale

Încercările experimentale au fost efectuate pe un model de putere redusă realizat conform schemei din fig. 1.

S-a urmărit, în special pentru verificarea de principiu, modul în care variază viteza şi posibilităţile de comandă la variaţia unghiului β în condiţiile unui cuplu static constant (fig. 2).

Analiza caracteristicii ridicate experimental confirmă modul de comportare a maşinii prevăzut din interpretarea expresiei (17) a cuplului şi a tabelului de variaţie a coeficienţilor k_d şi k_i cu unghiul β.

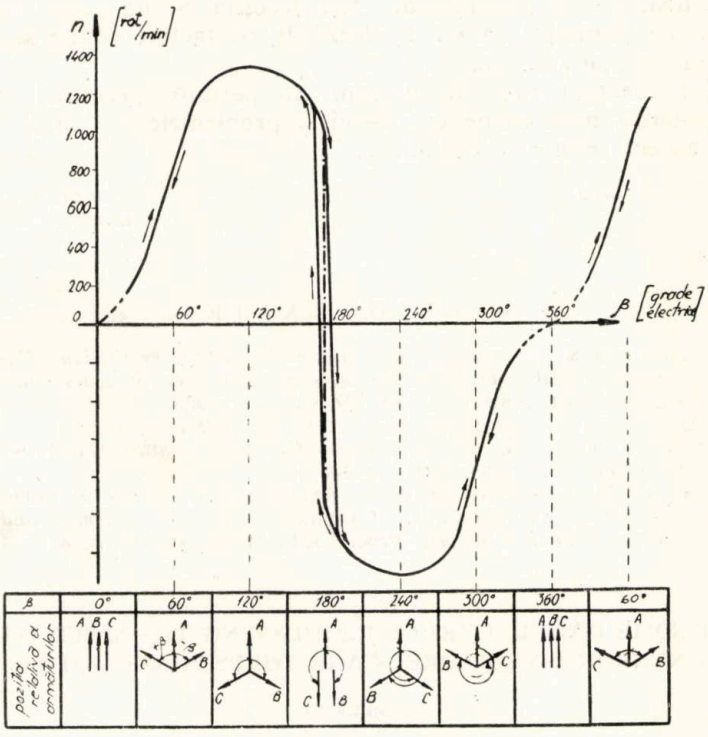


Fig. 2. — Caracteristica $n = f(\beta)$.

Schimbarea sensului de rotaţie, lentă, respectiv bruscă în jurul valorilor $\beta = 0°$ şi $\beta = 180°$, rezultă în mod evident, alura caracteristicii justificîndu-se pentru fiecare situaţie cu ajutorul raportului M_d/M_i.

Unele imperfecţiuni constructive nu au permis obţinerea de informaţii experimentale în multe privinţe. Construirea unui model capabil să ofere mai multe posibilităţi de investigare este în curs.

4. Concluzii

Metoda prezentată, bazată pe realizarea nesimetriei spaţiale în înfăşurarea inductoare a unui motor asincron trifazat, oferă posibilităţi largi de comandă şi reglaj a vitezei. Se poate obţine astfel un reglaj de viteză după

voie pînă la viteza nominală precum şi schimbarea sensului de rotaţie fără nici o modificare la bornele de alimentare.

Se poate realiza o frînare bruscă sau uşoară prin fIxarea zonei de frînare în jurul valorii $\beta = 0°$ sau 180°.

În comparaţie cu alte metode, deşi necesită o construcţie mai pretenţioasă, prezintă avantajul că nu apelează la contactele alunecătoare, echipamente sau instalaţii anexe.

Studiul efectuat pînă în prezent nu permite precizări mai ample legate de puterea unei asemenea maşini şi problemele pe care implicit le ridică sub aspect tehnic şi economic.

Primită la 10 iunie 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de maşini electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Boţan N. V., Caba S., Boţan C., Caciaunov C., *Étude synthétique d'un système de commande réglable de moteurs asynchrones alimentés avec des tension asymétriques.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XV** (**XIX**), *1–2* (1969).
2. Fransua Al., *Maşini şi acţionări electrice.* EDP, Buc., 1967.
3. Юферов М., Осин У. Л., *Метод анализа трехфазных асинхронных несимметричных машин.* Электричество, *5* (1968).
4. Nasar S. A., I.E.E. Transaction on Power Apparatus and Systems, *7*, 1599–1603 (1968).
5. Wiliams F. C., Laithwaite E. R., Eastham I. R., *Development and Design of Spherical Induction Motors.* Proc. I.E.E. (London), **106 A**, 471–478 (1959).

ABOUT SOME POSSIBILITIES OF REGULATING THE SPEED OF THE ASINCHRONOUS SQUIRREL-CAGE THREE-PHASE MOTORS

(Summary)

The paper deals with a method of controlling or regulating the speed of an asyn chronous squirrel-cage three-phase motor, based on the realization of the space-variable un symmetry of the stator winding.

On the basis of a suitable construction the expression of the torque versus the reciprocal space position of the armatures is finally established.

The principal possibilities are discused and two zones of changing of the rotating sense and of speed variation as well, were deduced basing on theoretic and experimental considerations.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 621.313.333.021.3 ; 621.3.045.5

STUDIUL TEORETIC ŞI EXPERIMENTAL AL FUNCŢIONĂRII LA MAI MULTE VITEZE A UNUI MOTOR ASINCRON CU BOBINAJ ÎN INEL COMPARATIV CU MOTORUL ASINCRON CU BOBINAJ CLASIC (I) *)

DE

I. FILIPIUC, I. ANDRONE şi M. VASILCIUC

1. Introducere

În cele de mai jos se descriu cîteva principii teoretice şi rezultate experimentale ale funcţionării maşinii asincrone cu bobinaj în inel, la diverse viteze.

O asemenea maşină este obţinută dintr-o maşină obişnuită la care unul din bobinaje, de preferinţă cel statoric, are numai jumătate din numărul de conductoare active (fig. 1), spre deosebire de bobinajul clasic, în tambur.

Rotorul poate fi de orice tip, pentru scopurile lucrării de faţă fiind în colivie.

Principiul de funcţionare al unei asemenea maşini nu se deosebeşte de cel al unei maşini cu bobinaj în tambur ; prezintă însă faţă de acesta pe lîngă unele dezavantaje şi anumite avantaje importante. Dintre dezavantajele principale se pot evidenţia : greutatea de execuţie a bobinajului, flux de dispersie mare, consum mare de cupru. Unele dintre dezavantaje se pot micşora constructiv, altele sînt numai aparent grave iar unele nu se pot elimina. Astfel, printr-o tehnologie adecvată de construcţie a miezului feromagnetic statoric se pot diminua pierderile în elementele magnetice ale maşinii supuse fluxului de dispersie de la exteriorul statorului ; prin alegerea unui bobinaj în bare se poate uşura construcţia acestuia ; consumul de cupru depăşeşte numai cu puţin iar uneori este chiar inferior celui al maşinilor cu bobinaj în tambur ţinînd cont de lungimea mult mai mare a capetelor de bobină a bobinajului acestora din urmă, în mod deosebit la număr mic de poli ; persistă o oarecare greutate în execuţia bobinajului şi un flux de dispersie mare.

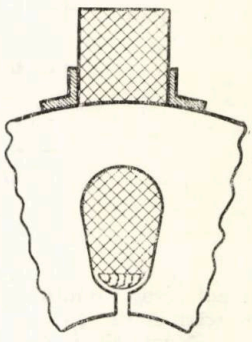


Fig. 1

Bobinajul în inel se poate executa în unul sau mai multe straturi.

---

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970

Ne-am propus studiul comportării unei mașini asincrone cu bobinaj în inel într-un singur strat, la funcționarea la mai multe viteze prin schimbarea numărului de poli prin metoda de *modulare a amplitudinii polului.*

2. Considerații teoretice cu privire la modularea amplitudinii polului

Metoda modulării amplitudinii polului este descrisă în literatura de specialitate. Principiul său poate fi formulat în modul următor. Dacă distribuția sinusoidală în spațiu a încărcării liniare a unei înfășurări polifazate cu p perechi de poli este modulată cu o undă cu q perechi de poli rezultă două componente ale încărcării liniare cu $p + q$ și respectiv $p - q$ perechi de poli.

Se preferă uneori să se noteze cu $p - q$ numărul de perechi de poli al undei modulatoare și principiul metodei modulării amplitudinii polului își modifică enunțul. Anume dacă distribuția sinusoidală în spațiu a încărcării liniare a unei mașini polifazate cu p perechi

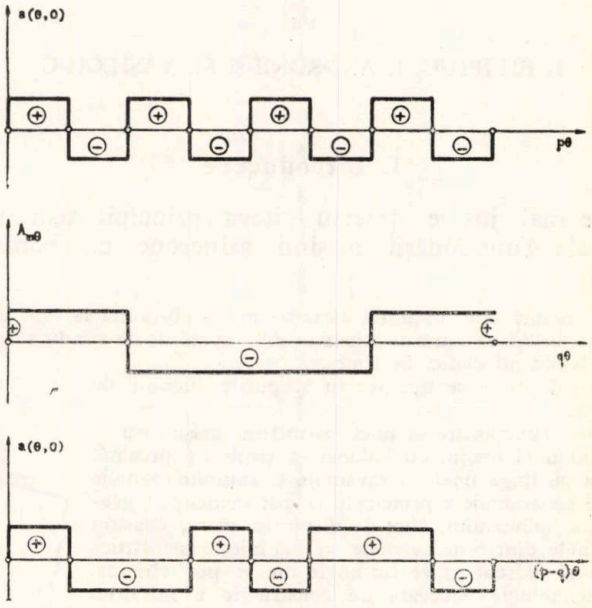


Fig. 2

de poli este modulată cu o undă cu $p - q$ perechi de poli, rezultă două componente ale încărcării liniare cu $2p - q$ și respectiv q perechi de poli.

Numărul de poli ai undei modulatoare, q respectiv $p - q$, se alege astfel încît să rezulte prin modulare numărul de poli dorit cu care trebuie să funcționeze mașina, adică $2(p + q)$ sau $2(p - q)$ cînd unda modulatoare are q perechi de poli și $2(2p - q)$ sau $2q$ cînd unda modulatoare are $p - q$ perechi de poli.

Există încă o variantă a modulării amplitudinii polului, mai bine zis o reciprocă, și anume dacă distribuția spațială a încărcării liniare a unei înfășurări polifazate cu p perechi de poli este modulată cu o undă cu $p + q$ perechi de poli va rezulta o componentă a încărcării liniare cu $2p + q$ și alta cu q perechi de poli.

În fig. 2 este indicat mecanismul modulării unei distribuții, reprezentată pentru simplificare sub formă dreptunghiulară, cu $p = 4$ perechi de poli, cu o undă cu $q = 1$ pereche de poli, rezultînd o undă cu $p - q = 3$ perechi de poli și alta cu $p + q = 5$ perechi de poli, care nu este menționată în figură deoarece apare la un moment diferit față de cel pentru care e desenată figura.

Execuția practică a modulării se realizează inversînd o jumătate a unei faze în raport cu cealaltă jumătate; această operație se poate face inversînd între ele bornele unei jumătăți de înfășurare sau bornele mai multor porțiuni de înfășurare care formează împreună o jumătate de înfășurare.

După [1], pentru o funcționare optimă la una din cele două viteze corespunzătoare la unul din cele două numere de perechi de poli rezultați prin modulare este necesar să se reducă cealaltă componentă și aceasta ar fi cea cu $4p - 2q$ poli sau respectiv $4p + 2q$ poli, printr-o alegere adecvată a scurtării pasului de bobinare, în cazul în care unda modulatoare are $p - q$ perechi de poli, respectiv $p + q$ perechi de poli; cînd modularea se realizează cu o undă cu q perechi de poli este necesară reducerea componentei cu $p + q$ perechi de poli.

3. Calculul cuplului electromagnetic

În scopul studierii comportării mașinilor cu realizarea modulării amplitudinii polului (în special în privința puterii și cuplului elecromagnetic) s-a calculat expresia cuplului electromagnetic al unei mașini căreia i se aplică modularea amplitudinii polului.

Repartiția spațială a încărcării liniare corespunzătoare celei a fazei n din cele m_1 faze ale statorului, la $t = 0$, este:

$$a_n(\theta, 0) = - A_{mn0} \sin\left[p\theta - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right], \tag{1}$$

unde:

$$A_{mn\theta} = A_{mn} \cos(q\theta + r), \tag{2}$$

$$A_{mn} = \frac{2w_1 k_{w1}\sqrt{2}\, I_1}{\pi R} \tag{3}$$

reprezintă repartiția spațială a undei modulatoare și respectiv valoarea maximă a undei modulatoare. Prin urmare:

$$\begin{aligned} a_n(\theta, 0) &= - A_{mn} \sin\left[p\theta - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] \cos(q\theta + r) = \\ &= -\frac{1}{2} A_{mn} \sin\left[(p+q)\theta + r - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] - \\ &\quad - \frac{1}{2} A_{mn} \sin\left[(p-q)\theta - r - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Distribuția spațial-temporală a încărcării liniare modulate a fazei n este:

$$\begin{aligned} a_n(\theta, t) = &-\frac{1}{2} A_{mn} \sin\left[(p+q)\theta + r - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] \cos\left[\omega t - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] - \\ &- \frac{1}{2} A_{mn} \sin\left[(p-q)\theta - r - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] \cos\left[\omega t - (n-1)\frac{2\pi}{m_1}\right] \end{aligned} \tag{'1}$$

Distribuția spațial-temporală a încărcării liniare totale modulate corespunzătoare celor m_1, faze rezultă a fi prin urmare:

$$a_{m1}(\theta, t) = \frac{1}{2} A_m \sin[\omega t - (p+q)\theta - r] + \frac{1}{2} A_m \sin[\omega t - (p-q)\theta + r], \tag{5}$$

unde $A_m = m_1 A_{mn}/2$ este valoarea maximă a încărcării liniare totale modulate, corespunzătoare celor m_1 faze.

Repartiția tensiunii magnetice în întrefier corespunzătoare încărcării liniare (dacă se neglijează t.m. în fier) se calculează cu relația

$$v_{m1}(\theta, t) = \int a_{m1}(\theta, t) R \, d\theta + C. \tag{6}$$

Din condiția inexistenței fluxului unipolar [4]:

$$\int_{\theta}^{\theta+2\pi} v_{m1}(\theta, t) R \, d\theta = 0, \tag{7}$$

se deduce

$$C = 0. \tag{8}$$

Deci

$$v_{m1}(\theta, t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_m R}{p+q} \cos[\omega t - (p+q)\theta - r] + \frac{1}{2} \cdot \frac{A_m R}{p-q} \cos[\omega t - (p-q)\theta + r] =$$

$$= \frac{1}{2} V_{m(p+q)} \cos[\omega t - (p+q)\theta - r] + \frac{1}{2} V_{m(p-q)} \cos[\omega t - (p-q)\theta + r], \tag{8}$$

unde:

$$V_{m(p+q)} = \frac{A_m R}{p+q}, \tag{10}$$

$$V_{m(p-q)} = \frac{A_m R}{p-q}, \tag{11}$$

sînt valorile maxime ale celor două componente ale tensiunii magnetice rezultante pentru cele m_1 faze în întrefier.

Vom aplica celor două componente ale distribuției tensiunii magnetice în întrefier teoria cîmpurilor învîrtitoare [3].

Dacă se consideră t.m. în fier neglijabile și întrefierul constant atunci inducția rezultantă a celor m_1 faze în întrefier este:

$$b_{m1}(\theta, t) = \frac{\mu_0}{\delta} v_{m1}(\theta, t) = \frac{1}{2} B_{m(p+q)} \cos[\omega t - (p+q)\theta - r] + \frac{1}{2} B_{m(p-q)} \cos[\omega t - (p-q)\theta + r], \tag{12}$$

unde

$$(13)\qquad B_{m(p+q)}=\frac{\mu_0 V_{m(p+q)}}{\delta},\qquad (14)\qquad B_{m(p-q)}=\frac{\mu_0 V_{m(p-q)}}{\delta},$$

sînt valorile maxime ale inducţiei rezultante în întrefier pentru cele două componente.

Fluxul prin suprafaţa corespunzătoare unuia dintre cei $2(p+q)$ poli ai statorului, corespunzător inducţiei $b_{m1}(\theta,t)$, se determină cu relaţia:

$$\varphi_{1(p+q)}=\iint_{A(p+q)} b_{m1}(\theta,t)\,dA=\frac{1}{2}\,LRB_{m(p+q)}\int_{-\pi/2(p+q)}^{+\pi/2(p+q)}\cos\left[(p+q)\theta-\omega t+r\right]d\theta+$$

$$+\frac{1}{2}\,LRB_{m(p-q)}\int_{-\pi/2(p+q)}^{+\pi/2(p+q)}\cos\left[(p-q)\theta-\omega t-r\right]d\theta,$$

sau

$$(15)\qquad \varphi_{1(p+q)}=\frac{1}{2}\,\Phi_{m(p+q)}\cos(\omega t-r)+\frac{1}{2}\,\Phi_{m(p-q)}\cos(\omega t+r)\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2},$$

unde:

$$(16)\qquad \Phi_{m(p+q)}=\frac{2}{p+q}\,LRB_{m(p+q)},\qquad (17)\qquad \Phi_{m(p-q)}=\frac{2}{p-q}\,LRB_{m(p-q)},$$

reprezintă valorile maxime ale fluxului în întrefier corespunzătoare celor două numere de perechi de poli ($p+q$ şi respectiv $p-q$).

Fluxul prin suprafaţa unuia dintre cei $2(p-q)$ poli ai statorului, corespunzător inducţiei $b_{m1}(\theta,t)$, este dat de relaţia:

$$\varphi_{1(p-q)}=\iint_{A(p-q)} b_{m1}(\theta,t)\,dA=\frac{1}{2}\,LRB_{m(p+q)}\int_{-\pi/2(p-q)}^{+\pi/2(p-q)}\cos\left[(p+q)\theta-\omega t+r\right]d\theta+$$

$$+\frac{1}{2}\,LRB_{m(p-q)}\int_{-\pi/2(p-q)}^{+\pi/2(p-q)}\cos\left[(p-q)\theta-\omega t-r\right]dA,$$

adică

$$(18)\qquad \varphi_{1(p-q)}=\frac{1}{2}\,\Phi_{m(p-q)}\cos(\omega t+r)+\frac{1}{2}\,\Phi_{m(p+q)}\cos(\omega t-r)\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}.$$

Cu notaţiile:

$$(19)\qquad \alpha_{1+}=\Omega_{1+}t,\qquad (20)\qquad \alpha_{1-}=\Omega_{1-}t,\qquad (21)\qquad \beta=\Omega t,$$

şi ţinînd cont de relaţiile:

(22) $\omega t = (p+q)\Omega_{1+}t = (p+q)\alpha_{1-}$, (23) $\omega t = (p-q)\Omega_{1-}t = (p-q)\alpha_{1-}$,

se deduce:

$$\varphi_{1(p+q)} = \frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p+q)\alpha_{1+} - r] +$$

(24)

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p+q)\alpha_{1+} + r]\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2},$$

$$\varphi_{1(p-q)} = \frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p-q)\alpha_{1-} + r] +$$

(25)

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p-q)\alpha_{1-} - r]\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}.$$

Fluxul prin suprafaţa unuia din cei $2(p+q)$, respectiv $2(p-q)$ poli rotorici, corespunzători inducţiei $b_{m1}(\theta, t)$, poate fi calculat cu relaţiile:

$$\varphi_{2(p+q)} = \frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p+q)(\alpha_{1+} - \beta) - r] +$$

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p+q)(\alpha_{1+} - \beta) + r]\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2} =$$

(26)

$$= \frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p+q)\alpha_{1+} - (p+q)\Omega t - r] +$$

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p+q)\alpha_{1+} - (p+q)\Omega t + r]\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2},$$

$$\varphi_{2(p-q)} = \frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p-q)(\alpha_{1-} - \beta) + r] +$$

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p-q)(\alpha_{1-} - \beta) - r]\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2} =$$

(27)

$$= \frac{1}{2}\Phi_{m(p-q)}\cos[(p-q)\alpha_{1-} - (p-q)\Omega t + r] +$$

$$+\frac{1}{2}\Phi_{m(p+q)}\cos[(p-q)\alpha_{1-} - (p-q)\Omega t - r]\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}.$$

Se pun în evidenţă relaţiile:

(28) $(p+q)(\alpha_{1+} - \beta) = (p+q)(\Omega_{1+} - \Omega)t$,

(29) $(p-q)(\alpha_{1-} - \beta) = (p-q)(\Omega_{1-} - \Omega)t$.

În fig. 3 sînt arătate relațiile dintre unghiurile θ, α, β în ipoteza $r = 0$.

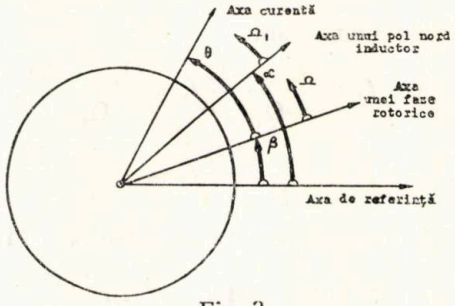


Fig. 3

Fluxul înlănțuit de cele $w_2 k_{w2}$ spire efective în serie pe faza n din cele m_2 faze rotorice, corespunzător la $2(p+q)$ respectiv $2(p-q)$ poli este:

$$\psi_{2n(p+q)} = \frac{1}{2} w_2 k_{w2} \Phi_{m(p+q)} \cos\left[(p+q)(\alpha_{1+} - \beta) - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - r\right] +$$

(30)

$$+ \frac{1}{2} w_2 k_{w2} \Phi_{m(p-q)} \cos\left[(p+q)(\alpha_{1+} - \beta) - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} + r\right] \sin\frac{p-q}{p+q} \cdot \frac{\pi}{2},$$

$$\psi_{2n(p-q)} = \frac{1}{2} w_2 k_{w2} \Phi_{m(p-q)} \cos\left[(p-q)(\alpha_{1-} - \beta) - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} + r\right] +$$

(31)

$$+ \frac{1}{2} w_2 k_{w2} \Phi_{m(p+q)} \cos\left[(p-q)(\alpha_{1-} - \beta) - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - r\right] \sin\frac{p+q}{p-q} \cdot \frac{\pi}{2}.$$

T.e.m. induse în aceeași fază rotorică sînt date de:

$$e_{2n(p+q)} = \frac{1}{2}\sqrt{2} E_{2(p+q)} \cos\left[(p+q)(\Omega_{1+} - \Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - r\right] +$$

(32)

$$+ \frac{1}{2}\sqrt{2} E_{2(p-q)} \cos\left[(p+q)(\Omega_{1+} - \Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} + r\right] \sin\frac{p-q}{p+q} \cdot \frac{\pi}{2},$$

$$e_{2n(p-q)} = \frac{1}{2} 2 E_{2(p-q)} \cos\left[(p-q)(\Omega_{1-} - \Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} + r\right] +$$

(33)

$$+ \frac{1}{2}\sqrt{2} E_{2(p+q)} \cos\left[(p-q)(\Omega_{1-} - \Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - r\right] \sin\frac{p+q}{p-q} \cdot \frac{\pi}{2},$$

unde:

$$E_{2(p+q)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p+q)(\Omega_{1+} - \Omega) w_2 k_{w2} \Phi_{m(p+q)} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f_{2+} w_2 k_{w2} \Phi_{m(p+q)}, \quad (34)$$

$$E_{2(p-q)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p-q)(\Omega_{1-}-\Omega)w_2 k_{w2}\Phi_{m(p-q)} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f_{2-} w_2 k_{w2}\Phi_{m(p-q)} \tag{35}$$

sînt valorile efective ale t.e.m. iar:

$$f_{2+} = s_+ f_1 = \frac{\Omega_{1+}-\Omega}{\Omega_{1+}} f_1 = \frac{\Omega_{1+}-\Omega}{\Omega_{1+}} \cdot \frac{\omega}{2\pi}, \tag{36}$$

$$f_{2-} = s_- f_1 = \frac{\Omega_{1-}-\Omega}{\Omega_{1-}} f_1 = \frac{\Omega_{1-}-\Omega}{\Omega_{1-}} \cdot \frac{\omega}{2\pi}. \tag{37}$$

Curenţii corespunzători acestor t.e.m. rezultă a fi:

$$i_{2n(p+q)} = \frac{1}{2}\sqrt{2} I_{2(p+q)} \cos\left[(p+q)(\Omega_{1+}-\Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - \varepsilon - r\right] +$$

$$+ \frac{1}{2}\sqrt{2} I_{2(p-q)} \cos\left[(p+q)(\Omega_{1+}-\Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - \varepsilon + r\right] \sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2}, \tag{38}$$

$$i_{2n(p-q)} = \frac{1}{2}\sqrt{2} I_{2(p-q)} \cos\left[(p-q)(\Omega_{1-}-\Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - \varepsilon + r\right] +$$

$$+ \frac{1}{2}\sqrt{2} I_{2(p+q)} \cos\left[(p-q)(\Omega_{1+}-\Omega)t - \frac{\pi}{2} - (n-1)\frac{2\pi}{m_2} - \varepsilon - r\right] \sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}. \tag{39}$$

Considerînd că maşina funcţionează la $2(p+q)$ poli energia de interacţiune a înfăşurării fazei rotorice n în cîmpul învîrtitor inductor va fi:

$$W_{2n(p+q)} = \psi_{2n(p+q)}\, i_{2n(p+q)}. \tag{40}$$

Cuplul electromagnetic dezvoltat de această înfăşurare de fază, parcursă de curent, se determină aplicînd teorema forţelor generalizate (lagrangiene), coordonata generalizată fiind unghiul β care determină poziţia rotorului la un moment dat, t. Se obţine:

$$M_{2n(p+q)} = \left(\frac{\partial W_{2n(p+q)}}{\partial \beta}\right)_{i_{2n(p+q)} = \text{const.}} \tag{41}$$

Cuplul corespunzător celor m_2 faze rotorice va fi:

$$M_{2(p+q)} = \sum_{n=1}^{m_2} M_{2n(p+q)}. \tag{42}$$

Efectuînd calculele se obţine:

$$M_{2(p+q)} = \frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p+q)w_2 k_{w2}\Phi_{m(p+q)}\sqrt{2} I_{2(p+q)} \sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon\right) +$$

$$+ \frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p+q)w_2 k_{w2}\Phi_{m(p-q)}\sqrt{2} I_{2(p+q)} \sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon+2r\right)\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2} + \tag{43}$$

$$+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p+q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p+q)}\sqrt{2}I_{2(p-q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon-2r\right)\sin\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2}+$$

(43)

$$+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p+q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p-q)}\sqrt{2}I_{2(p-q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon\right)\sin^2\frac{p-q}{p+q}\cdot\frac{\pi}{2}.$$

Considerînd că mașina funcționează la $2(p-q)$ poli se determină în mod similar:

$$M_{2(p-q)}=\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p-q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p-q)}\sqrt{2}I_{2(p-q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon\right)+$$

$$+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p-q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p+q)}\sqrt{2}I_{2(p-q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon-2r\right)\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}+$$

(44)

$$+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p-q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p-q)}\sqrt{2}I_{2(p+q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon+2r\right)\sin\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}+$$

$$+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_2}{2}(p-q)w_2k_{w_2}\Phi_{m(p+q)}\sqrt{2}I_{2(p+q)}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon\right)\sin^2\frac{p+q}{p-q}\cdot\frac{\pi}{2}.$$

4. Concluzii

a) În cazul în care unda modulatoare (2) este o constantă, adică nu există modulare și prin urmare: $q=0$, $r=0$, $A_{mn0}=A_{mn}$, se regăsește formula clasică a cuplului pentru $2p$ poli:

$$M_{2p}=\frac{m_2}{2}pw_2k_{w_2}\Phi_{mp}\sqrt{2}I_{2p}\sin\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon\right), \tag{45}$$

unde:

$$\Phi_{mp}=\frac{2}{p}LRB_{mp}, \tag{46}$$

$$B_{mp}=\frac{2\mu_0w_1k_{w_1}\sqrt{2}I_1}{\pi\delta p}\cdot\frac{m_1}{2}. \tag{47}$$

b) Fiecare repartiție de fază a încărcării liniare se modulează cu aceeași undă, care își menține constantă faza inițială, adică repartiția rezultantă a celor m_1 faze se modulează cu o aceeași undă.

c) Reducerea unei componente se realizează în modul cel mai eficient acționînd asupra factorului de înfășurare pentru un anumit număr de poli, $p+q$ sau $p-q$; este evident faptul că înfășurarea în inel oferă posibilități mai mari în această privință decît înfășurarea clasică în tambur. De asemenea utilizarea bobinajului în inel în mai multe straturi poate contribui la extinderea acestei posibilități.

d) Pentru a evita suprasolicitările magnetice şi electrice ale maşinii, adică pentru a crea condiţii optime de funcţionare la diverse viteze, este necesară o alegere adecvată a conexiunilor fazelor (Y, YY, D, DD) şi o alegere corespunzătoare a numărului de circuite în paralel pe fază.

Notaţii

a, A	— încărcare liniară, arie,	t	— timp
b, B	— inducţie,	v, V	— tensiune magnetică,
C	— constantă de integrare,	w	— număr de spire,
e, E	— tensiune electromotoare,	W	— energie magnetică,
f	— frecvenţă,	α, β	— unghiuri,
i, I	— curent,	γ	— faza iniţială a undei modulatoare,
k	— factor de înfăşurare,	δ	— întrefier,
L	— lungimea maşinii,	ε	— defazaj dintre t.e.m. şi curent,
m	— număr de faze,	θ	— coordonată curentă,
M	— cuplu electromagnetic,	φ, Φ	— flux pe pol,
n	— număr de faze,	ψ	— flux pe fază,
p	— număr de perechi de poli,	μ	— permeabilitate,
q	— număr de perechi de poli,	ω	— pulsaţie,
R	— raza indusului,	Ω	— viteză unghiulară.

Indici

1	— stator,	m_1	— valoare rezultantă,
2	— rotor,	n	— valoare pe fază,
+	— suma perechilor de poli,	p	— perechi de poli,
−	— diferenţa perechilor de poli,	q	— perechi de poli,
m	— valoare maximă,	θ	— valoare funcţie de θ.

Primită la 28 mai 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de maşini electrice

BIBLIOGRAFIE

1. Rawcliffe G. H., Burbidge R. F., Fong W., *Induction Motor Speed Changing by Pole-Amplitude Modulation.* Proc. IEE, **105 A,** 411(1958).
2. Fong W., *Wide-Ratio Two-Speed Single-Winding Induction Motors.* Proc. IEE, **112 A**, 1335 (1965).
3. Fransua Al., *Maşini şi acţionări electrice.* EDP, Buc., 1967.
4. Richter R., *Maşini electrice* (trad. din l. germană). Vol. **I**, Ed. Tehn., Buc., 1958.

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU FONCTIONNEMENT À PLUSIEURES VITESSES D'UN MOTEUR ASYNCHRONE À ENROULEMENT EN ANNEAU PAR COMPARAISON AVEC UN MOTEUR ASYNCHRONE À ENROULEMENT CLASSIQUE (I)

(Résumé)

On présente les relations générales des différentes grandeurs électromagnétiques pour les machines asynchrones à deux vitesses, obtenues par la méthode de la modulation de l'amplitude du pôle.

On établie l'expression du couple électromagnétique en fonction du flux par pôle et du courant par phase relativement à la somme et à la différence du nombre des pôles qui en résultent par la modulation.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C.D. 621.3.072.31

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU RÉGLAGE DE LA TENSION DANS LES RÉSEAUX ÉLECTRIQUES À L'AIDE DES TRANSFORMATEURS SURVOLTEURS*)

PAR

VIRGIL ALEXANDRESCU, IOSIF BERGMAN, AL. POEATĂ
et GH. CÎRŢINĂ

1. Introduction

Le maintien d'un niveau optimum de tension aux bornes des récepteurs d'énergie électrique constitue un problème très actuel dans le cadre de l'établissement des projets et de l'exploitation des réseaux électriques. Parmi les nombreux procédés et moyens de réglage, la littérature de spécialité [1] ... [5] indique aussi l'utilisation des transformateurs survolteurs. On les emploie non seulement pour le réglage de la tension, mais aussi en vue d'optimiser la circulation des puissances dans les réseaux bouclés. La réalisation et le fonctionnement des dispositifs de réglage, se basant sur le principe mentionné ci-dessus, ne sont pas encore suffisamment étudiés, le problème étant résolu surtout à l'aide de la pratique d'exploitation et des essais expérimentaux.

Dans ce qui suit on présente une nouvelle méthode d'étude, se basant sur un schéma équivalent propre, du réglage londituginal de tension avec transformateur survolteur.

2. Équations de fonctionnement. Schéma équivalent

On considère un récepteur alimenté par une ligne où l'on a introduit un dispositif de réglage formé par un transformateur T_a, ayant un enroulement en série avec la ligne, excité par un transformateur (ou autotransformateur) T_b (fig. 1). La tension supplémentaire u_a peut être déphasée d'une manière différente par rapport à la tension de ligne u_1 en fonction des connexions des transformateurs T_a et T_b. On rencontre le plus souvent deux situations: déphasage 0° ou 180° (réglage longitudinal)

*) Présentée lors de la session scientifique de l'Institut Polytechnique de Jassy, 2–4 juillet 1970.

et 90° (réglage transversal). Si la tension supplémentaire u_a a été introduite seulement en vue de régler la tension de la charge, on emploie, d'habitude, le réglage longitudinal. Dans ce cas, si l'on considère le réseau et la charge symétriques sur les trois phases, on peut se limiter à l'étude du schéma monophasé de l'installation présentée ci-dessous (fig. 2) où r_1, L_1, r_s, L_s sont les résistances et les inductances de la ligne, respectivement de la charge. Pour simplifier on a négligé, dans le schéma de la fig. 2, les paramètres transversaux de la ligne.

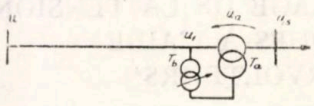


Fig. 1

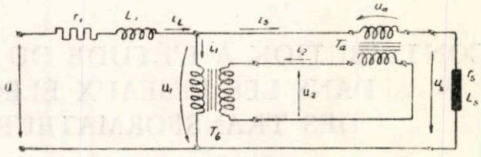


Fig. 2

On obtiendra une tension u_a réglable par la modification du rapport de transformation K_b du transformateur T_b. On peut introduire la tension u_a soit dans le sens de l'augmentation ($K_b > 0$) soit dans celui de la diminution ($K_b < 0$) de la tension u_s de la charge. Pour que le transformateur T_b remplisse cette condition de réglage à double sens, il faut le réaliser avec le point neutre au milieu ou bien prévoir, dans le secondaire, un dispositif d'inversion du sens. Le réglage de la tension en double sens est important pour beaucoup de récepteurs d'énergie électrique pour lesquels, à une valeur maxima de la charge, on obtient une tension réduite aux bornes, et à la charge minima ils peuvent se produire des augmentations inadmissibles de la tension.

Les principales notations introduites dans les équations établies ci-dessous et qui décrivent le fonctionnement du schéma sont: w_{1a}, w_{2a} et w_{1b}, w_{2b} — les nombres de spires des enroulements primaires et secondaires des transformateurs T_a T_b; r_{1a}, L_{1a}, r_{2a}, L_{2a}, r_{1b}, L_{1b}, r_{2b}, L_{2b} — les résistances et les inductances de dispersion de ces enroulements; Φ_a et Φ_b — les flux utiles des deux transformateurs; i_{0a}, i_{0b}, — les courants d'aimantation correspondants; u_1, i_1, u_2, i_2 — les tensions et les courants de l'enroulement primaire, respectivement secondaire du transformateur T_b.

Le modèle mathématique, attaché au schéma de la fig. 2, s'exprime par les équations suivantes:

$$(1) \quad u_1 = u - r_1 i_L - L_1 \frac{di_L}{dt}, \qquad (2) \quad u_s = u_1 + u_a,$$

$$(3) \quad u_s = r_s i_s + L_s \frac{di_s}{dt}, \qquad (4) \quad i_L = i_1 + i_s,$$

$$(5) \quad u_1 = r_{1b} i_1 + L_{1b} \frac{di_1}{dt} + w_{1b} \frac{d\Phi_b}{dt}, \qquad (6) \quad -u_2 = r_{2b} i_2 + L_{2b} \frac{di_2}{dt} + w_{2b} \frac{d\Phi_b}{dt},$$

(7) $w_{1b}\, i_{0b} = w_{1b}\, i_1 + w_{2b}\, i_2$, (8) $u_2 = r_{1a}\, i_2 + L_{1a}\dfrac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}t} + w_{1a}\dfrac{\mathrm{d}\Phi_a}{\mathrm{d}t}$,

(9) $-u_a = r_{2a}\, i_s + L_{2a}\dfrac{\mathrm{d}i_s}{\mathrm{d}t} + w_{2a}\dfrac{\mathrm{d}\Phi_a}{\mathrm{d}t}$, (10) $w_{1a}\, i_{0a} = w_{1a}\, i_2 + w_{2a}\, i_s$.

Les équations écrites soubiront toute une série de transformations afin d'aboutir au schéma équivalent de l'ensemble. On rapportera les paramètres des deux transformateurs au nombre de spires de l'enroulement secondaire du transformateur T_a, puisque cet enroulement est en série avec la charge, et de cette façon les paramètres de la charge seront en grandeurs réeles. Les rapports de transformations des deux transformateurs sont $K_a = w_{1a}/w_{2a}$ et $K_b = w_{1b}/w_{2b}$.

En multipliant l'équation (5) par $1/K_a K_b$ et en introduisant les notations:

(11) $u_1' = u_1 \dfrac{1}{K_a K_b}$, $i_1' = K_a K_b\, i_1$; (12) $r_{1b}' = \left(\dfrac{1}{K_a K_b}\right)^2 r_{1b}$, $L_{1b}' = \left(\dfrac{1}{K_a K_b}\right)^2 L_{1b}$

il en résulte:

(13) $$u_1' = r_{1b}'\, i_1' + L_{1b}'\frac{\mathrm{d}i_1'}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{k_a}\, w_{2b}\frac{\mathrm{d}\Phi_b}{\mathrm{d}t}.$$

On multiplie l'équation (6) par $1/K_a$. Si l'on note par:

(14) $u_2' = \dfrac{1}{K_a} u_2$, $i_2' = K_a\, i_2$; (15) $r_{2b}' = \left(\dfrac{1}{K_a}\right)^2 r_{2b}$, $L_{2b}' = \left(\dfrac{1}{K_a}\right)^2 L_{2b}$,

on peut écrire:

(16) $$-u_2' = r_{2b}'\, i_2' + L_{2b}'\frac{\mathrm{d}i_2'}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{K_a}\, w_{2b}\frac{\mathrm{d}\Phi_b}{\mathrm{d}t}.$$

En effectuant la soustraction des relations (16) et (13) on obtient:

(17) $$u_1' = -u_2' + r_{1b}'\, i_1' + L_{1b}'\frac{\mathrm{d}i_1'}{\mathrm{d}t} - r_{2b}'\, i_2' - L_{2b}'\frac{\mathrm{d}i_2'}{\mathrm{d}t}.$$

Après multiplication par K_a/w_{2b} et en considérant les équations (11_2) et (14), l'équation des ampères-tours (7) devient:

(18) $$i_{0b}' = i_1' + i_2',$$

où $i_{0b}' = K_a K_b\, i_{0b}$.

En additionnant (3) à (9) et compte tenu de (2), il résulte:

(19) $$u_1 = (r_{2a} + r_s) i_s + (L_{2a} + L_s)\frac{\mathrm{d}i_s}{\mathrm{d}t} + w_{2a}\frac{\mathrm{d}\Phi_a}{\mathrm{d}t}.$$

On multiplie (8) par $1/K_a$ et on en effectue la soustraction de (19) pour obtenir:

$$u_1 = u'_2 + (r_{2a} + r_s) i_s + (L_{2a} + L_s) \frac{di_s}{dt} - r'_{1a} i''_2 - L'_{1a} \frac{di''_2}{dt}. \tag{20}$$

L'équation (10) des ampères-tours du transformateur T_a peut être écrite, après multiplication par K_a/w_{1a}:

$$i''_{0a} = i''_2 + i_s, \tag{21}$$

où $i''_{0a} = k_a i_{0a}$.

Les équations (1), (2), (3), (4), (17), (18), (20) et (21) permettent l'étude de l'ensemble aussi bien en régime permanent qu'en régime transitoire. Si l'on passe aux grandeurs complexes, pour étudier seulement le régime permanent sinusoïdal, on peut attacher à ces équations le schéma équivalent de la fig. 3. $\underline{Z}_{0a}$ et $\underline{Z}_{0b}$ représentent les impédances des circuits d'aimantation des transformateurs. On observe que les deux transformateurs

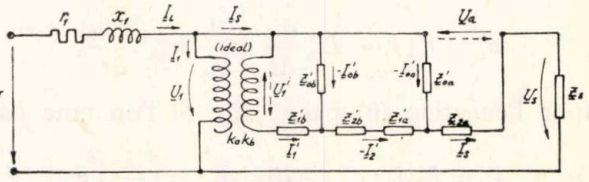


Fig. 3

ont été remplacés par leurs schémas équivalents en T. Il a été necessaire aussi d'introduire le transformateur idéal T_{ab} ayant le rapport de transformation $K_a K_b$ et représenté par les équations (11). Le tension supplémentaire $\underline{U}_a$ sera donnée par la relation:

$$\underline{U}_a = \underline{U}'_1 - \underline{Z}'_{1b} \underline{I}'_1 - (\underline{Z}'_{2b} + \underline{Z}'_{1a})(-\underline{I}'_2) - \underline{Z}_{2a} \underline{I}_s. \tag{22}$$

On représente, dans la fig. 4, le diagramme phasoriel correspondant uniquement au cas $K_b > 0$, pour ne pas compliquer le dessin.

La relation (21) met en évidence le fait que l'interruption du circuit secondaire du transformateur T_b, $(-\underline{I}'_2 = 0)$, conduit à $\underline{I}_{0a} = \underline{I}_s$, donc à la mise en série de la chute de tension sur l'impédance d'aimantation $(\underline{Z}_{0a} \underline{I}_s)$ dans le circuit du récepteur. Un effet pareil résulte aussi à l'interruption du primaire du transformateur T_b. Il faut prévenir de telles situations par des mesures spéciales de protection.

Si $K_b = \infty$, $(w_{2b} = 0)$, le transformateur T_a est court-circuité, $\underline{U}_2 = 0$ et $\underline{U}_a$ représente, en ce cas, le chute de tension sur ce transformateur.

Si l'on néglige les courants d'aimantation des deux transformateurs, $\underline{I}'_{0a} \cong \underline{I}'_{0b} \cong 0$, on a:

$$\underline{I}_s = -\underline{I}'_2 = \underline{I}'_1 \tag{23}$$

et l'équation (23) devient:

$$\underline{U}_a = \underline{U}'_1 - (\underline{Z}'_{1b} + \underline{Z}'_{2b} + \underline{Z}'_{1a} + \underline{Z}_{2a})\underline{I}_s, \tag{24}$$

où l'on a noté par

$$\underline{Z}_{sc} = \underline{Z}'_{1b} + \underline{Z}'_{2b} + \underline{Z}'_{1a} + \underline{Z}_{2a} \quad \text{et} \quad \underline{R}_s = \mathcal{R}e\,\underline{Z}_{sc}, \quad X_{sc} = \mathcal{I}m\,\underline{Z}_{sc}.$$

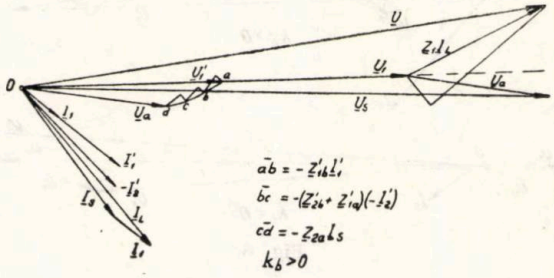


Fig. 4

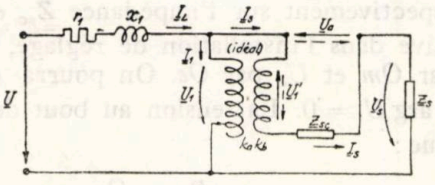


Fig. 5

Si l'on introduit les paramètres de court-circuit des deux transformateurs rapportés à leurs circuits secondaires:

$$\underline{Z}_{scb} = \frac{\underline{Z}_{1b}}{K_b^2} + \underline{Z}_{2b}, \qquad \underline{Z}_{sca} = \frac{\underline{Z}_{1a}}{K_a^2} + \underline{Z}_{2a} \tag{25}$$

on a:

$$\underline{Z}_{sc} = \frac{\underline{Z}_{scb}}{K_a^2} + \underline{Z}_{sca}. \tag{26}$$

Il faut mentionner que dans la relation (25) $\underline{Z}_{2b}$ est aussi une fonction de la grandeur K_b. Le schéma équivalent simplifié, avec les notations introduites ci-dessus, est représenté dans la fig. 5. Le diagramme phasoriel, attaché à ce schéma, est construit dans la fig. 6.

3. Remarques concernant le réglage de la tension

On va déterminer à l'aide du diagramme phasoriel de la fig. 6 et de quelques hypothèses simplificatrices acceptables, la variation de la grandeur K_b en fonction des puissances active P et réactive Q du consommateur, en considérant que le réglage est effectué en maintenant constante la tension aux bornes de la charge.

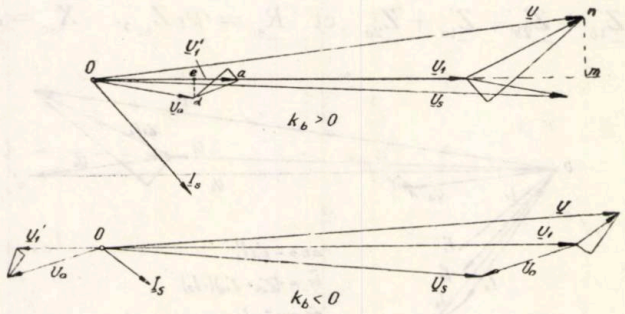


Fig. 6

On néglige les composantes transversales *mn* et *ed* de la chute de tension en ligne, respectivement sur l'impédance $\underline{Z}_{sc}$ et les pertes de puissance active et réactive dans l'installation de réglage. En ce cas, le phaseur $\underline{U}$ sera représenté par *Om* et $\underline{U}_a$ par *Oe*. On pourra donc écrire $\arg \underline{U} = \arg \underline{U}_1 = \arg \underline{U}_a = \arg \underline{U}_s = 0$. La tension au bout de la ligne sera donnée par la relation connue:

$$U_1 = U - \frac{Pr_1 + Qx_1}{\sqrt{3}\,U}. \tag{27}$$

Avec la relation $\underline{I}_s = I_s e^{j\varphi}$, on a:

$$U_a \cong Oa - ea = U_1' - (R_{sc} I_s \cos\varphi + X_{sc} I_s \sin\varphi), \tag{28}$$

où:

$$I_s \cos\varphi = \frac{P}{\sqrt{3}\,U_s}, \qquad I_s \sin\varphi = \frac{Q}{\sqrt{3}\,U_s}. \tag{29}$$

À partir des relations (11), (29), (30), (31), il résulte:

$$U_a = \frac{1}{K_a K_b}\left(U - \frac{Pr_1 + Qx_1}{\sqrt{3}\,U}\right) - \frac{PR_{sc} + QX_{sc}}{\sqrt{3}\,U_s} \tag{30}$$

et compte tenant de (2):

$$U_s = \left(U - \frac{Pr_1 + Qx_1}{\sqrt{3}\,U}\right)\left(1 + \frac{1}{K_a K_b}\right) - \frac{PR_{sc} + QX_{sc}}{\sqrt{3}\,U_s}. \tag{31}$$

De la relation (31), à condition que $U_s = U_{sn}$ (U_{sn} étant la tension nominale) et en acceptant que l'influence de la grandeur K_b sur l'impédance Z_{sc} soit, pratiquement, négligeable, on trouve:

$$K_b(P, Q) = \frac{1}{K_a} \cdot \frac{U - \dfrac{Pr_1 + Qx_1}{\sqrt{3}\,U}}{U_{sn} - U + \dfrac{Pr_1 + Qx_1}{\sqrt{3}\,U} + \dfrac{PR_{sc} + QX_{sc}}{\sqrt{3}\,U_{sn}}}, \tag{32}$$

ou, compte tenant de (27), on a:

$$K_b(U_1) = \frac{1}{K_a} \cdot \frac{U_1}{U_{sn} - U_1 + \Delta U_{sc}}, \tag{33}$$

où l'on a noté:

$$\Delta U_{sc} = \frac{PR_{sc} + QX_{sc}}{\sqrt{3}\,U_{sn}}. \tag{34}$$

Un certain dispositif de réglage devra assurer la modification correspondante du rapport de transformation K_b en fonction de la puissance de la charge selon la relation (32) ou en fonction de la tension U_1 selon la relation (33). Comme le rapport de transformation K_b a une variation graduelle (par plots), la tension obtenue aux bornes du récepteur ne coïncidera pas exactement à la tension nominale de celui-ci, l'écart dépendant de la grandeur du degré de réglage. La détermination du nombre des plots et de la valeur d'un degré de réglage seront obtenues par une investigation judicieuse des conditions de fonctionnement, des écarts de tension admises et du diagramme de charge du consommateur.

4. Considérations concernant le choix des transformateurs T_a et T_b

On peut obtenir les transformateurs T_a et T_b soit par adaptation des transformateurs de la production de série, soit par conception et réalisation de transformateurs spéciaux. On s'occupera ci-dessous, au cours d'un exemple de calcul, de la réalisation d'un système de réglage par modifications appropriées des transformateurs existents. Dans un autre travail nous nous occuperons en détail de l'étude des projets de telles installations, compte tenu de la nécessité de leur diffusion.

On peut choisir le transformateur T_a parmi les transformateurs de force à petite puissance de la production de série. Sa tension secondaire devra être égale à la valeur maxima de la tension U_a résultant des conditions de réglage:

(35) $$U_a^{\max} = \frac{p\,\%}{100} U_{sn},$$

et sa puissance nominale:

(36) $$S_{Ta} = \sqrt{3}\, U_a^{\max} I_{\max} = \frac{p\,\%}{100} S_{\max}.$$

Si l'isolation de l'enroulement secondaire est trop faible par rapport à la tension de la ligne, on montera ce transformateur avec la cuve isolée, après avoir remplacé, d'une manière correspondante, les isolateurs de bornes.

On choisira le transformateur T_b d'une telle manière qu'il ait la même puissance que T_a, selon la relation (36), et la tension primaire égale à la tension nominale de la ligne. À cause du réglage du nombre de spires de l'enroulement secondaire en limites très larges, le transformateur choisi de la production courante devra subir des modifications plus importantes. La tension secondaire devra correspondre à la tension primaire du transformateur T_a. On déterminera donc le nombre maximum de spires du secondaire en calculant la valeur minima du rapport de transformation K_b selon la relation (32), où P et Q sont les puissances maxima du consommateur.

5. Exemple de calcul

On considère un consommateur alimenté aux barres d'une station T_1 par une ligne de 6 kV construite en câble d'aluminium (fig. 7). On connait $r_1 = 3{,}25\,\Omega$, $X_1 = 0{,}416\,\Omega$. Les données du consommateur sont les suivantes: charge raccordée aux barres de 6 kV, $P_1 = 400$ kW, $\cos\varphi = 0{,}9$ en régime maximum et $P_1 = 100$ kW, $\cos\varphi = 0{,}8$ en régime minimum, charge raccordée aux barres de 0,4 kV, $P_2 = 1\,000$ kW, $\cos\varphi = 0{,}9$ en régime maximum et $P_2 = 150$ kW, $\cos\varphi = 0{,}8$ en régime minimum. La charge sur les barres de 6 kV n'admet pas d'écart de tension, et sur les barres de 0,4 kV on admet $\pm 3\%$. La station T_2 est équipée par deux transformateurs de 630 kVA chacun ayant les caractéristiques suivantes: pertes à vide $P_0 = 1{,}54$ kW, pertes en court-circuit $P_k = 9{,}72$ kW, courant de fonctionnement à vide $I_0 = 2{,}4\,\%$, tension de court-circuit $U_k = 6\,\%$, $K_a = 6/0{,}4$. Dans la station T_1 on maintient, par réglage centralisé, une tension constate U dans tous les régimes de fonctionnement du récepteur analysé.

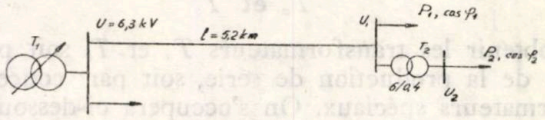


Fig. 7

En l'absence de l'installation de réglage, on donne, dans le tableau 1, les résultats du calcul des régimes maxima et minima. Les conditions de réglage imposées seront remplies par l'installation de réglage conformément au tableau 2. Dans les tableaux ci-dessous et au cours de tout le calcul on emploie des tension composées.

Il résulte des relations (35), (36) la tension composée supplémentaire nécessaire au maximum de la charge, $U_a = 0{,}505$ kV, et la puissance du transformateur T_a, $S_{T_a} = 132$ kVA. On choisit dans les catalogues existents le transformateur ayant les caractéristiques:

Tableau 1

	U kV	$P.$ kW	Q_1 kvar	P_2 kW	Q_2 kvar	ΔU_L kV	ΔU_{T_2} kV	$U_1 = U$ kV	U'_2 kV
Régime maximum	6,3	400	194	1 000	484	0,805	0,210	5,495	5,285
Régime minimum	6,3	100	75	150	112,5	0,148	0,043	6,152	6,109

Tableau 2

	U kV	U_1 kV	U_a kV	U_a $p\%$	U_s kV	U'_2 kV	le plot du T_2 %	U_2 kV
Régime maximum	6,3	5,495	+ 0,505	+ 8,42	6	5,79	0	0,386
Régime minimum	6,3	6,152	− 0,152	− 2,54	6	5,957	+ 5	0,379

$S = 160$ kVA, $K_a = 6/0{,}525$, Yy−12, $P_0 = 0{,}8$ kW, $P_k = 3{,}5$ kW, $U_k = 4\%$, $I_0 = 3{,}15\%$. Les paramètres en court-circuit rapportés au secondaire sont: $R_{sca} = 0{,}0378\ \Omega$ et $X_{sca} = 0{,}0687\ \Omega$. On exécute le montage à cuve isolée.

On choisit T_b de la même puissance que le transformateur T_a. Son circuit secondaire sera modifié de la manière exigée. La tension primaire est $U_{1b} = 6$ kV. Avec la relation (34) on détermine, en considérant $R_{scb}^{max} \cong R_{sca}$ et $X_{scb}^{max} \cong X_{sca}$, $\Delta U_{sc}^{max} = 0{,}033$ kV et avec (33) on calcule $K_b^{min} = 0{,}895$. La valeur du plot maximum résulte:

$$U_{2b}^{max} = \frac{U_{1b}}{K_b^{min}} = \frac{6}{0{,}895} = 6{,}7 \text{ kV}.$$

D'une manière analogue, pour la charge minima il résulte $\Delta U_{sc} \cong 0$, $K_b = -3{,}72$ la tension du plot minimum $U_{2b}^{min} = -1{,}61$ kV.

6. Conclusions

1. On peut étudier le réglage de la tension à l'aide d'un transformateur survolteur, avec la précision desirée, a l'aide des schémas équivalents établis dans la première partie de l'étude.

2. On déduit la loi de variation du rapport de transformation du transformateur auxiliaire en fonction des puissances active et réactive de

la charge et en fonction de la tension aux bornes de la charge, à la condition qu'on réalise un réglage optimum.

3. Un exemple de calcul confirme la méthode proposée et précise les problèmes soulevés par le choix des éléments du schéma.

Reçue le 23 juillet 1970

Institut Politechnique, Jassy,
Chaire d'Electroénergétique

BIBLIOGRAPHIE

1. Holmski V. G., *Aplicarea transformatoarelor de reglaj în rețelele electrice* (traduit du russe). Ed. Tehn., Buc., 1952.
2. Henriet P., *Fonctionnement et protection des réseaux de transport d'électricité.* Gauthier-Villars, Paris, 1963.
3. Мелников Н. А., Солдаткина Л., *Регулирование напряжения в электрических сетях.* Изд. Энергия, М., 1968.
4. Дирацу В. С. и др., *Устроиство для автоматического регулирования напряжения в цеховых сетях промышленных предприятий.* Изв. Львовского Университета, *3* (1967).
5. Сомов В. А., *Регулятор напряжения с вольтодобавочными подмагничиваемыми трансформаторами.* Электричество, *9* (1960).

CONTRIBUȚII LA STUDIUL REGLAJULUI TENSIUNII ÎN REȚELELE ELECTRICE CU AJUTORUL TRANSFORMATOARELOR SUPRAVOLTOARE

(Rezumat)

Se deduc schemele echivalente cu ajutorul cărora studiul reglajului local de tensiune cu transformator supravoltor se poate face cu ușurință și cu precizia dorită. Se analizează problema reglajului optim în funcție de sarcina receptorului. Într-un exemplu de calcul se precizează problemele ridicate de alegerea elementelor schemei de reglaj.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 621.3.082.2 ; 621.3.015.33

METODE PENTRU REGLAREA TENSIUNII INVERTOARELOR CARE FUNCŢIONEAZĂ PE PRINCIPIUL MODULĂRII IMPULSURILOR ÎN DURATĂ*)

DE

LAURENŢIU TURIC şi P. AGAFIŢEI

1. În vederea reducerii conţinutului de armonice al tensiunii la ieşirea invertoarelor care alimentează motoarele asincrone sau sincrone s-a introdus metoda modulării în durată a impulsurilor după o lege sinusoidală, cunoscută în literatură şi sub denumirile: „procedeul suboscilării" [3], [7] sau „metoda cu mai multe comutaţii programate pe semiperioadă" [2, pp. 262, 312].

2. Principiul modulării în durată după o lege sinusoidală se poate explica recurgîndu-se la invertorul monofazat din fig. 1, reprezentat fără circuitele de stingere, şi formele de undă din fig. 2. Dacă se consideră că

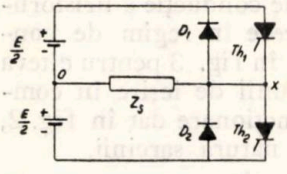


Fig. 1

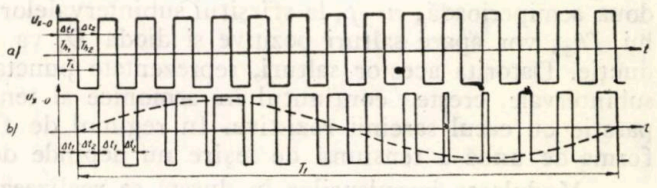


Fig. 2

cele două tiristoare Th_1, Th_2, lucrează alternativ în fiecare perioadă T_1 a unui semnal de înaltă frecvenţă, iar subintervalele lor de conducţie sînt egale, $\Delta t_1 = \Delta t_2$, atunci tensiunea u_{x-O} la bornele sarcinii are o formă dreptunghiulară simetrică ca în fig. 2 *a*. Frecvenţa impulsurilor dreptunghiulare se alege suficient de ridicată încît efectul lor asupra sarcinii să fie neglijabil. Condiţia de mai sus se realizează fără dificultăţi avînd în vedere ordinul de mărime al impedanţelor înfăşurărilor motoarelor. La modularea

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970

în durată a impulsurilor cu un semnal sinusoidal de joasă frecvenţă, tensiunea u_{x-0} capătă forma din fig. 2*b*, subintervalele de conducţie Δt_1, Δt_2 ale celor două tiristoare fiind de durată variabilă, în funcţie de mărimea semnalului modulator. Componenta de joasă frecvenţă a tensiunii u_{x-0}, de perioadă T_1, reprezentată punctat în figură, constituie semnalul util.

Rezultate comparabile se obţin dacă pentru tiristoarele principale se alege regimul de funcţionare corespunzător formei de undă din fig. 3. În acest caz tiristorul Th_1 are subintervale de conducţie numai în prima semiperioadă $m-n$ a tensiunii de ieşire, iar tiristorul Th_2 numai în a doua semiperioadă $n-p$. Forma de undă din fig. 3 este valabilă în cazul

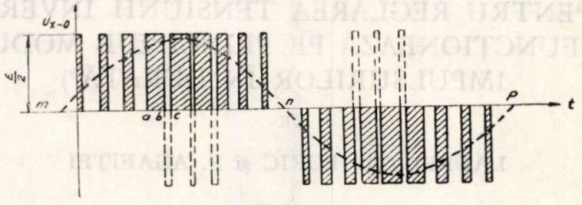


Fig. 3

unei sarcini pur rezistive. În cazul sarcinii reactive, forma de undă se modifică din cauza energiei acumulate în sarcină. Dacă sarcina Z_s are un caracter inductiv şi se consideră, de exemplu, pentru tiristorul Th_1, subintervalul de conducţie $a-b$ în care curentul prin sarcină are sensul din fig. 1, atunci la blocarea tiristorului Th_1 în momentul *b*, acest sens al curentului trebuie să se păstreze şi ca urmare potenţialul în *x* va deveni prin salt puţin mai negativ decît $-E/2$, pentru a se deschide dioda D_2, prin care energia acumulată în sarcină se transferă sursei de curent continuu. În a doua semiperioadă, $n-p$, la sfîrşitul subintervalelor de conducţie a tiristorului Th_2, vor apare salturi pozitive şi dioda D_1 va trece în regim de conducţie. Datorită acestor salturi, reprezentate punctat în fig. 3 pentru cîteva subintervale, creşte conţinutul în armonice al tensiunii de ieşire în comparaţie cu cazul sarcinii rezistive. În regimul de funcţionare dat în fig. 2, forma de undă a tensiunii de ieşire nu depinde de natura sarcinii.

Modularea impulsurilor în durată se realizează prin compararea unor semnale triunghiulare simetrice sau în dinţi de ferăstrău cu semnalul sinusoidal modulator în circuite discriminatoare de nivel. În cazul utilizării semnalelor triunghiulare simetrice se realizează o modulaţie de speţa a doua bilaterală. La utilizarea semnalelor în dinţi de ferăstrău modulaţia va fi unilaterală şi se va realiza prin deplasarea fronturilor anterioare sau posterioare ale impulsurilor, în funcţie de forma semnalelor în dinţi de ferăstrău care pot scădea sau creşte liniar.

Modul de obţinere a impulsurilor modulate bilateral, pentru funcţionarea în regimul care corespunde fig. 2, se exemplifică în fig. 4. În circuitul discriminator de nivel se compară un semnal triunghiular simetric de perioadă T_i cu un semnal sinusoidal u_c de perioada T_1:

$$(1) \qquad u_c(t) = U_{cm} \sin \omega_1 t, \quad \omega_1 = \frac{2\pi}{T_1}, \quad \omega_i = \frac{2\pi}{T_i}.$$

Tiristorul Th_1 va conduce în subintervalele $\Delta t_{01}, \ldots, \Delta t_{q_1}, \ldots$, pentru care semnalul sinusoidal este mai mare decît cel triunghiular. În subintervalele $\Delta t_{02}, \ldots, \Delta t_{q_2}, \ldots$, pentru care semnalul sinusoidal este mai mic, va conduce tiristorul Th_2.

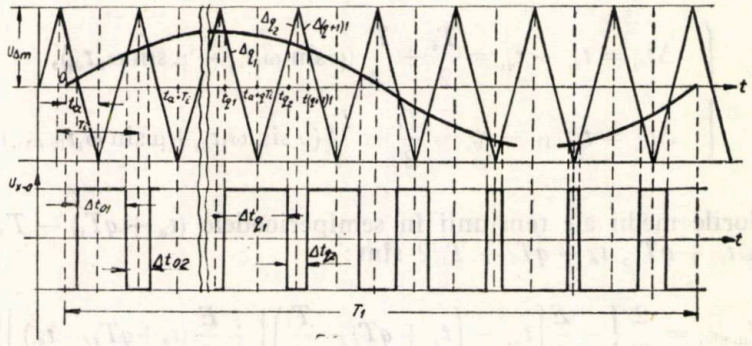


Fig. 4

Dreptele Δq_1, Δq_2, $\Delta(q+1)_1$ au, respectiv, ecuațiile:

$$(2) \qquad \begin{cases} t = t_a + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \cdot \dfrac{u}{U_{\Delta m}}, \\ t = t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{4} + \dfrac{T_i}{4} \cdot \dfrac{u}{U_{\Delta m}}, \\ t = t_a + (q+1)T_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \cdot \dfrac{u}{U_{\Delta m}}. \end{cases}$$

Momentele t_{q_1}, t_{q_2}, $t_{(q+1)_1}$ sînt determinate de expresiile:

$$(3) \qquad \begin{cases} t_{q_1} = t_a + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \cdot \dfrac{U_{cm}}{U_{\Delta m}} \sin \omega_1 t_{q_1} = \\ \quad = t_a + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \mu \sin \omega_1 t_{q_1}, \\ t_{q_2} = t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{4} + \dfrac{T_i}{4} \mu \sin \omega_1 t_{q_2}, \\ t_{(q+1)_1} = t_a + (q+1)T_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \mu \sin \omega_1 t_{(q+1)_1}. \end{cases}$$

În expresiile (3), raportul dintre amplitudinile semnalului sinusoidal şi triunghiular, reprezentînd indicele de modulaţie, s-a notat cu:

$$\mu = \frac{U_{cm}}{U_{\Delta m}}. \tag{4}$$

Duratele a două impulsuri succesive, unul pozitiv şi unul negativ, sînt:

$$\begin{cases} \Delta t_{q_1} = t_{q_2} - t_{q_1} = \dfrac{T_i}{2} + \dfrac{T_i}{4}(\mu \sin \omega_1 t_{q_1} + \mu \sin \omega_1 t_{q_2}), \\ \Delta t_{q_2} = t_{(q+1)_1} - t_{q_2} = \dfrac{T_i}{2} - \dfrac{T_i}{4}(\mu \sin \omega_1 t_{q_2} + \mu \sin \omega_1 t_{(q+1)_1}). \end{cases} \tag{5}$$

Valorile medii ale tensiunii în semiperioadele $(t_a + qT_i) - T_i/2$, $t_a + qT_i$ şi $t_a + qT_i$, $t_a + qT_i + T_i/2$ sînt:

$$\begin{cases} U_{\text{med}q_1} = \dfrac{2}{T_i}\left\{-\dfrac{E}{2}\left[t_{q_1} - \left(t_a + qT_i - \dfrac{T_i}{2}\right)\right] + \dfrac{E}{2}(t_a + qT_i - t_{q_1})\right\} = \\ \qquad = \dfrac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t_{q_1}, \\ U_{\text{med}q_2} = \dfrac{2}{T_i}\left\{-\dfrac{E}{2}\left[t_{q_2} - (t_a + qT_i)\right] - \dfrac{E}{2}\left(t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{2} - t_{q_2}\right)\right\} = \\ \qquad = \dfrac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t_{q_2}. \end{cases} \tag{6}$$

S-a stabilit deci că valoarea medie a tensiunii $u_{x-O}(t)$, în fiecare semiperioadă, este determinată de indicele de modulaţie μ şi de valoarea sinusului care corespunde momentului intersecţiei dintre semnalul triunghiular cu cel sinusoidal.

Expresia analitică a tensiunii u_{x-O} este:

$$u_{x-O}(t) = \begin{cases} \dfrac{E}{2}, & \text{pentru } t_{q_1} \leqslant t \leqslant t_{q_2}, \\ -\dfrac{E}{2}, & \text{pentru } t_{q_1} < t < t_{q_2}. \end{cases} \tag{7}$$

Modulaţia unilaterală, cu deplasarea fronturilor anterioare sau posterioare ale impulsurilor, este reprezentată în fig. 5 şi 6.

Din fig. 5 rezultă că modificarea amplitudinii semnalului sinusoidal determină schimbarea poziţiei fronturilor anterioare ale impulsurilor. Poziţia fronturilor posterioare ale impulsurilor rămîne neschimbată la variaţia amplitudinii semnalului sinusoidal şi corespunde cu momentele creşterii bruşte ale semnalului în dinţi de ferestrău. Procedîndu-se ca la modulaţia bilaterală (fig. 4), se obţine:

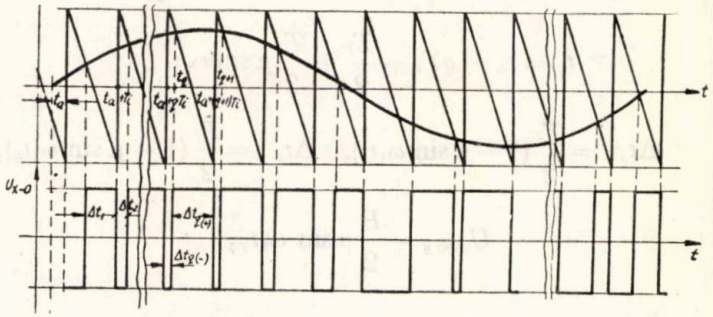


Fig. 5

$$t_q = t_a + qT_i + \frac{T_i}{2} - \frac{T_i}{2}\mu \sin \omega_1 t_q, \tag{8}$$

$$\begin{cases} \Delta t_{q-} = t_q - (t_a + qT_i) = \dfrac{T_i}{2}(1 - \mu \sin \omega_1 t_q), \\ \Delta t_{q+} = t_a + (q+1)T_i - t_q = \dfrac{T_i}{2}(1 + \mu \sin \omega_1 t_q). \end{cases} \tag{9}$$

Valoarea medie în perioada $t_a + qT_i$, $t_a + (q+1)T_i$ este:

$$U_{\text{med } q} = \frac{1}{T_i}\left(-\frac{E}{2}\Delta t_{q-} + \frac{t}{2}\Delta t_{q+}\right) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t_q. \tag{10}$$

Tensiunea $u_{x-o}(t)$ se poate determina analitic cu funcţia:

$$u_{x-o}(t) = \begin{cases} \dfrac{E}{2}, \text{ pentru } t_q < t \leqslant t_{q_1} = t_a + (q+1)T_i, \\ -\dfrac{E}{2}, \text{ pentru } t_a + (q+1)T_i < t < t_{q+1}. \end{cases} \tag{11}$$

La modulația unilaterală, cu deplasarea frontului posterior, fronturile anterioare ale impulsurilor corespund cu momentele în care tensiunea în dinți de ferestrău scade brusc, iar poziția frontului posterior este variabilă în funcție de mărimea semnalului sinusoidal. Din fig. 6 rezultă expresiile :

$$t_q = t_a + qT_i + \frac{T_i}{2} + \frac{T_i}{2}\mu \sin \omega_1 t_q, \tag{12}$$

$$\Delta t_{q+} = \frac{T_i}{2}(1 + \mu \sin \omega_1 t_q), \quad \Delta t_{q-} = \frac{T_i}{2}(1 - \mu \sin \omega_1 t_q), \tag{13}$$

$$U_{\text{med}\,q} = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t_q,$$

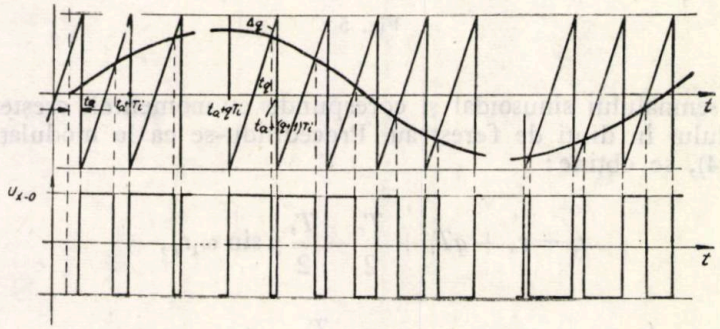


Fig. 6

$$u_{x-0}(t) = \begin{cases} \dfrac{E}{2}, & \text{pentru } t_a + qT_i \leqslant t \leqslant t_q, \\ -\dfrac{E}{2}, & \text{pentru } t_q < t \leqslant t_a + (q+1)T_i. \end{cases} \tag{14}$$

Relațiile (9) și (13) se mai pot scrie sub forma:

$$\frac{\Delta t_{q+} - \Delta t_{q-}}{T_i} = \mu \sin \omega_1 t_q. \tag{15}$$

În lipsa semnalului modulator, $u_c = 0$, tensiunea u_{x-0} este dreptunghiulară simetrică încît: $t_{q+} = t_{q-} = T_i/2 = \tau_0$. Se ajunge imediat la legea de modulație sinusoidală:

$$\Delta t_{q+} = \frac{T_i}{2}(1 + \mu \sin \omega_1 t_q) = \tau_0(1 + \mu \sin \omega_1 t_q) = \tau_0 + \Delta\tau_0 \sin \omega_1 t_q. \tag{16}$$

3. Pentru aprecierea calității tensiunii de ieșire la diverse tipuri de modulație este necesar să se analizeze spectrul acesteia. În acest scop se pleacă de la impulsurile periodice nemodulate cu forma de undă din fig. 7 și expresia analitică:

$$u(t) = \begin{cases} \dfrac{E}{2}, & \text{pentru } \alpha + qT_i \leqslant t \leqslant \beta + qT_i, \\ -\dfrac{E}{2}, & \text{pentru } \beta + qT_i < t < \alpha + (q+1)T_i. \end{cases} \tag{17}$$

Se dezvoltă $u(t)$ în seria Fourier:

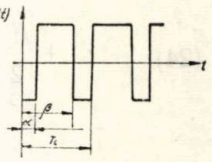


Fig. 7

$$u(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega_i t + b_n \sin n\omega_i t), \tag{18}$$

obținînd

$$u(t) = \frac{1}{T_i} \cdot \frac{E}{2} [2(\beta - \alpha) - T_i] + \tag{19}$$
$$+ \frac{4}{\pi} \cdot \frac{E}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin n\omega_i \frac{\beta - \alpha}{2} \cos n\omega_i \left(t - \frac{\beta + \alpha}{2} \right).$$

Dacă impulsurile din fig. 7 sînt modulate în durată, α și β sînt funcții de timp și $u(t)$ devine:

$$u(t) = \begin{cases} \dfrac{E}{2}, & \text{pentru } \alpha(t) + qT_i \leqslant t \leqslant \beta(t) + qT_i, \\ -\dfrac{E}{2}, & \text{pentru } \beta(t) + qT_i < t \leqslant \alpha(t) + (q+1)T_i. \end{cases} \tag{20}$$

Pentru diverse valori particulare $\alpha(t_1)$, $\beta(t_1)$, $\alpha(t_2)$, $\beta(t_2)$ etc., seria (19) rămîne valabilă. Rezultă că pentru funcția (20) există dezvoltarea:

$$u(t) = \frac{1}{T_i} \cdot \frac{E}{2} \{ 2[\beta(t) - \alpha(t)] - T_i \} + \tag{21}$$
$$+ \frac{4}{\pi} \cdot \frac{E}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin n\omega_i \frac{\beta(t) - \alpha(t)}{2} \cos n\omega_i \left[t - \frac{\beta(t) + \alpha(t)}{2} \right].$$

Dezvoltarea în serie a tensiunii $u_{x-O}(t)$, în cazul modulației bilaterale, se obține dacă funcția (20) se determină astfel încît să coincidă cu (7), adică:

$$\begin{cases} \alpha(t_{q_1}) + qT_i = t_{q_1} = t_a + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4} \mu \sin \omega_1 t_{q_1}, \\ \beta(t_{q_2}) + qT_i = t_{q_2} = t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{4} + \dfrac{T_i}{4} \mu \sin \omega_1 t_{q_1}. \end{cases} \tag{22}$$

Se consideră modulaţia bilaterală simetrică:

$$\alpha(t) = t_a - \frac{T_i}{4} - \frac{T_i}{4}\mu \sin \omega_1 t, \quad \beta(t) = t_a + \frac{T_i}{4} + \frac{T_i}{4}\mu \sin \omega_1 t. \tag{23}$$

Substituind (23) în (21) se obţine:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t +$$

$$+ \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{4}{\pi n}\left[\sin n\frac{\pi}{2}\cos\left(\frac{n\pi}{2}\mu \sin \omega_1 t\right)\cos n\omega_i(t - t_a) + \right. \tag{24}$$

$$\left. + \cos\frac{n\pi}{2}\sin\left(\frac{n\pi}{2}\mu \sin \omega_1 t\right)\cos n\omega_i(t - t_a)\right].$$

Se consideră dezvoltările în serie ale funcţiilor:

$$\begin{cases} \cos(z \sin\theta) = J_0(z) + 2\sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(z)\cos 2p\theta = \\ \quad = J_0(z) + \sum_{p=1}^{\infty}[1 + (-1)^p]\, J_p(z)\cos p\theta, \\ \sin(z \sin\theta) = 2\sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}\sin(2p-1)\theta = \sum_{p=1}^{\infty}[1 - (-1)^p] J_p(z)\sin p\theta, \end{cases} \tag{25}$$

unde $J_0(t)$, $J_{2p-1}(t)$, $J_p(t)$ sînt funcţii Bessel de prima speţă.

Dacă se dezvoltă (24) în serie folosindu-se (25) şi se transformă produsele funcţiilor trigonometrice în sume se obţine:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t + \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{4}{\pi n} J_0\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\cos n\omega_i(t - t_a) +$$

$$+ \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{2}{\pi n}\sin\frac{n\pi}{2}[1 + (-1)^p] J_p\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\{\cos[n\omega_i(t - t_a) + p\omega_1 t] + \tag{26}$$

$$+ \cos[n\omega_i(t - t_a) - p\omega_1 t]\} +$$

$$+ \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\cos\frac{n\pi}{2}[1 - (-1)^p] J_p\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\{\sin[n\omega_i(t - t_a) + p\omega_1 t] -$$

$$- \sin[n\omega_i(t - t_a) - p\omega_1 t]\}.$$

Transformîndu-se convenabil expresia (26), se găseşte forma finală:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t + \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{4}{n\pi}\sin\frac{n\pi}{2}J_0\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\cos n\omega_i(t-t_a) +$$

$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin\frac{n\pi}{2}[1+(-1)^p]J_p\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\cos[n\omega_i(t-t_a)+p\omega_1 t]+ \tag{27}$$

$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\cos\frac{n\pi}{2}[1+(-1)^p]J_p\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)\sin[n\omega_i(t-t_a)+p\omega_1 t].$$

Rezultă că spectrul tensiunii $u_{x-0}(t)$, obținută la modulația bilaterală, va conține o componentă de joasă frecvență care corespunde semnalului modulator și armonice ale căror frecvențe sînt multipli ai frecvenței semnalului triunghiular auxiliar. În vecinătatea fiecărei componente de pulsație $n\omega_i$ va exista o infinitate de componente de pulsație $n\omega_i \pm p\omega_1$. Se mai observă că vor exista termeni în cosinus pentru n impar, p par și termeni în sinus pentru n par, p impar. Amplitudinile armonicelor vor scădea repede ca și funcțiile Bessel $J_p\left(\frac{n\pi}{2}\mu\right)$, pe măsură ce crește ordinul acestora.

Pentru stabilirea spectrului tensiunii $u_{x-0}(t)$ la modulația unilaterală cu deplasarea frontului anterior, se determină funcția (20) astfel încît să coincidă cu (11):

$$\begin{cases} \alpha(t_q) + qT_i = t_q = t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{2} - \dfrac{T_i}{2}\mu \sin \omega_1 t_q, \\ \beta(t_{q_1}) + qT_i = t_a + (q+1)T_i. \end{cases} \tag{28}$$

Egalitățile (28) sînt satisfăcute dacă:

$$\alpha(t) = t_a + \frac{T_i}{2} - \frac{T_i}{2}\mu \sin \omega_1 t, \quad \beta(t) = t_a + T_i = \text{const}. \tag{29}$$

Substituind (19) în (21) se obține:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t + \tag{30}$$

$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\left[\sin n\omega_i\left(t - t_a - \frac{T_i}{2} + \frac{T_i}{2}\mu \sin \omega_1 t\right) - \sin n\omega_i(t - t_a - T_i)\right].$$

Pentru funcția $\sin(\delta + z\sin\theta)$ se poate utiliza dezvoltarea:

$$\sin(\delta + z\sin\theta) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(z)\sin(\delta + p\theta). \tag{31}$$

Dacă se dezvoltă (30), avînd în vedere (31), se obține spectrul tensiunii $u_{x-0}(t)$:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu \sin \omega_1 t - \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin n\omega_i(t-t_a) + \tag{32}$$
$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{2}{n\pi}(-1)^n J_p(n\pi\mu)\sin[n\omega_i(t-t_a)+p\omega_1 t].$$

Spectrul tensiunii $u_{x-0}(t)$, în cazul modulării unilaterale cu deplasarea frontului posterior, se obţine determinînd funcţia (20) astfel încît să coincidă cu (14):

$$\begin{cases}\alpha(t_{q_1}) + qT_i = t_{q_1} = t_a + qT_i,\\ \beta(t_q) + qT_i = t_q = t_a + qT_i + \dfrac{T_i}{2} + \dfrac{T_i}{2}\mu\sin\omega_1 t_q,\end{cases} \tag{33}$$

satisfăcute dacă

$$\alpha(t) = t_a = \text{const.}, \quad \beta(t) = t_a + \frac{T_i}{2} + \frac{T_i}{2}\mu\sin\omega_1 t. \tag{34}$$

Din (34) şi (21) rezultă:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu\sin\omega_1 t + \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin n\omega_i(t-t_a) + \tag{35}$$
$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}(-1)^{n+1}\sin[n\omega_i(t-t_a) - n\pi\mu\sin\omega_1 t].$$

Relaţia (35) poate fi transformată folosind formulele:

$$\sin[\delta + z\sin(-\gamma)] = \sin(\delta - z\sin\gamma) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(z)\sin(\delta - p\gamma), \tag{36}$$

$$\sin(\delta + z\sin\theta) = \sum_{p=-\infty}^{\infty}(-1)^p J_p(z)\sin(\delta - p\theta). \tag{37}$$

Cu relaţia (36), $u_{x-0}(t)$ devine:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu\sin\omega_1 t + \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin n\omega_i(t-t_a) + \tag{38}$$
$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{2}{n\pi}(-1)^{n+1} J_p(n\pi\mu)\sin[n\omega_i(t-t_a) - p\omega_1 t].$$

Utilizînd (37) şi (35) se obţine altă formă:

$$u_{x-0}(t) = \frac{E}{2}\mu\sin\omega_1 t + \frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2}{n\pi}\sin n\omega_1(t-t_a) + \tag{39}$$
$$+\frac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{2}{n\pi}(-1)^{n+p+1} J_p(n\pi\mu)\sin[n\omega_i(t-t_a) + p\omega_1 t].$$

Comparîndu-se dezvoltările (32) și (39) se constată că amplitudinile armonicelor vor fi aceleași în ambele cazuri, deosebiri fiind numai în ceea ce privește fazele inițiale. Dacă se consideră și (27) se observă că la modulația bilaterală se vor obține armonice de amplitudini mai mici.

4. Procedeul modulării în durată a impulsurilor după o lege sinusoidală se folosește și pentru obținerea tensiunilor trifazate necesare alimentării motoarelor. În scest scop sînt posibile două soluții.

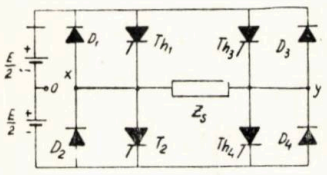


Fig. 8

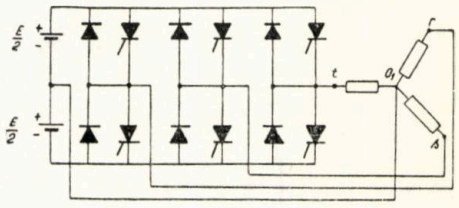


Fig. 9

Fiecare fază a motorului se poate alimenta de la un invertor monofazat Folosindu-se schema în punte (fig. 8) se poate obține o reducere suplimentară a conținutului de armonice dacă se alege un defazaj potrivit între tensiunile auxiliare triunghiulare sau în dinți de ferăstrău care servesc la formarea semnalelor de comandă pentru tiristoarele Th_1, Th_2 și Th_3, Th_4. La utilizarea invertoarelor monofazate care alimentează separat înfășurările motorului este obligatoriu un cuplaj mutual între faze. Acesta se asigură printr-o bobină cu trei înfășurări separate, fiecare fiind înseriată cu una din fazele motorului. La puteri mari este mai avantajos să se utilizeze mai multe invertoare monofazate pe fiecare fază decît să se recurgă la legarea în serie și paralel a tiristoarelor și diodelor în schema unui singur invertor. Ieșirile invertoarelor monofazate se înseriază prin intermediul transformatoarelor sau bobinelor de separare. Pentru comanda invertoarelor monofazate se folosește aceeași tensiune sinusoidală și semnale triunghiulare defazate corespunzător în vederea reducerii armonicelor.

A doua soluție constă în utilizarea invertorului trifazat în punte, cu schema de principiu din fig. 9.

Tensiunile de la bornele r, s, t, raportate la punctul median al sursei de curent continuu, vor avea expresii similare cu (27), (32), (38).

Diferențele de potențial între bornele r, s, t și punctul median O al sursei E sînt notate cu u_{r-O}, u_{s-O}, u_{t-O}. În cazul modulației bilaterale pentru u_{r-O} rămîne valabilă dezvoltarea (27). Pentru celelalte două ieșiri trebuie să se ia în considerație defazajele care intervin obligatoriu între tensiunile sinusoidale de comandă și defazajele posibile între tensiunile triunghiulare simetrice. Se admite că pentru comanda tiristoarelor Th_3, Th_6 se folosește un semnal triunghiular $u_{\Delta s}$ defazat cu Δt_s în raport cu semnalul triunghiular pentru comanda fazei r, $u_{\Delta r}$, ca în fig. 10.

Luîndu-se în considerare şi defazajul de 120° între tensiunile sinusoidale de comandă cu aceeaşi amplitudine u_{cr}, u_{cs}, se pot scrie expresiile pentru momentele t_{q_1}, t_{q_2}, prin comparare cu relaţiile (3):

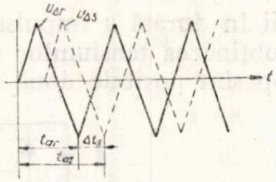


Fig. 10

$$(40)\quad \begin{cases} t_{q_{1s}} = t_{as} + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4}\,\mu \sin\left(\omega_1 t_{q_{1s}} - \dfrac{2\pi}{3}\right) = \\ \quad = t_{ar} + \Delta t_s + qT_i - \dfrac{T_i}{4} - \dfrac{T_i}{4}\,\mu \sin\left(\omega_1 t_{q_{1s}} - \dfrac{2\pi}{3}\right), \\ t_{q_{2s}} = t_{ar} + \Delta t_s - qT_i + \dfrac{T_i}{4} + \dfrac{T_i}{4}\,\mu \sin\left(\omega_1 t_{q_{2s}} - \dfrac{2\pi}{3}\right). \end{cases}$$

În relaţiile (40) s-a introdus notaţia t_{ar} în loc de t_a pentru a se preciza că este vorba de defazajul iniţial al semnalului triunghiular folosit pentru comanda fazei r. Pentru faza t se stabilesc expresii similare pentru $t_{q_{1t}}$ şi $t_{q_{2t}}$, anume:

$$t_{q_{1t}} = t_{ar} + \Delta t_t + qT_i - \frac{T_i}{4} - \frac{T_i}{4}\,\mu \sin\left(\omega_1 t_{q_{1t}} + \frac{2\pi}{3}\right),$$

$$t_{q_{2t}} = t_{ar} + \Delta t_t + qT_i + \frac{T_i}{4}\,\mu \sin\left(\omega t_{q_{2t}} + \frac{2\pi}{3}\right).$$

Dacă se procedează analog ca şi la deducerea expresiei (27) se obţine:

$$(41)\quad \begin{cases} u_{r-O} = \dfrac{E}{2}\,\mu \sin\,\omega_1 t + \dfrac{E}{2}\sum\limits_{n=1}^{\infty} \dfrac{4}{n\pi} \sin n\frac{\pi}{2}\, J_0\left(\dfrac{n\pi}{2}\,\mu\right) \cos n\omega_i (t - t_{ar}) + \\ + \dfrac{E}{2}\sum\limits_{n=1}^{\infty} \sum\limits_{p=\pm 1}^{\pm\infty} \dfrac{2}{n\pi} \sin n\frac{\pi}{2}\,[1+(-1)^p]\, J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\,\mu\right) \cos\left[n\omega_i (t - t_{ar}) + p\omega_1 t\right] + \\ + \dfrac{E}{2}\sum\limits_{n=1}^{\infty} \sum\limits_{p=\pm 1}^{\pm\infty} \dfrac{2}{n\pi} \cos\frac{n\pi}{2}\,[1-(-1)^p]\, J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\,\mu\right) \sin\left[n\omega_i (t - t_{ar}) + p\omega_1 t\right], \end{cases}$$

$$
(41)\quad
\begin{cases}
u_{s-0} = \dfrac{E}{2}\mu \sin\left(\omega_1 t - \dfrac{2\pi}{3}\right) + \\
\quad + \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\dfrac{4}{n\pi}\sin\dfrac{n\pi}{2}\,J_0\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\cos\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_s\right] + \\
+ \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=\pm 1}^{\pm\infty}\dfrac{2}{n\pi}\sin\dfrac{n\pi}{2}\left[1+(-1)^p\right]J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\times \\
\quad \times\cos\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_s + p\omega_1 t - p\dfrac{2\pi}{3}\right] + \\
+ \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=\pm 1}^{\pm\infty}\dfrac{2}{n\pi}\cos\dfrac{n\pi}{2}\left[1-(-1)^p\right]J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\times \\
\quad \times\sin\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_s + p\omega_1 t - p\dfrac{2\pi}{3}\right], \\
u_{t-0} = \dfrac{E}{2}\mu \sin\left(\omega_1 t + \dfrac{2\pi}{3}\right) + \\
\quad + \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\dfrac{4}{n\pi}\sin\dfrac{n\pi}{2}\,J_0\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\cos\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_t\right] + \\
+ \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=\pm 1}^{\pm\infty}\dfrac{2}{n\pi}\sin\dfrac{n\pi}{2}\left[1+(-1)^p\right]J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\times \\
\quad \times\cos\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_t + p\omega_1 t + p\dfrac{2\pi}{3}\right] + \\
+ \dfrac{E}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{p=\pm 1}^{\pm\infty}\dfrac{2}{n\pi}\cos\dfrac{n\pi}{2}\left[1-(-1)^p\right]J_p\left(\dfrac{n\pi}{2}\mu\right)\times \\
\quad \times\sin\left[n\omega_i(t-t_{ar}) - n\gamma_t + p\omega_1 t + p\dfrac{2\pi}{3}\right].
\end{cases}
$$

În relațiile (41) γ_s și γ_t au semnificațiile:

$$
(42)\qquad \gamma_s = \omega_1 \Delta t_s, \quad \gamma_t = \omega_i \Delta t_t .
$$

Se consideră mai întîi că tensiunile triunghiulare $u_{\Delta r}$ și $u_{\Delta t}$ sînt în fază, adică $\gamma_s = 0$, $\gamma_t = 0$. Pentru $p = 3k$, $(k = 1, 2, 3, \ldots, \infty)$, se obțin componentele simfazice ale tensiunilor u_{r-0}, u_{s-0}, u_{t-0}. Componentele acestor tensiuni, care formează sisteme directe simetrice, se obțin pentru $p = 3k+1$, $(k = 0, 1, 2, \ldots, \infty)$, iar componentele care formează sisteme simetrice inverse se obțin pentru $p = \pm 3k - 1$, $(k = 0, 1, 2, \ldots, \infty)$. Ultimele două categorii

de componente produc cîmpuri învîrtitoare şi deci cupluri parazite, exceptînd sistemul simetric al componentelor fundamentale $\frac{E}{2}\mu \sin \omega_i t$, $\frac{E}{2}\mu \sin\left(\omega_i t + \frac{2\pi}{3}\right)$, $\frac{E}{2}\mu \sin\left(\omega_i t - \frac{2\pi}{3}\right)$, care crează cuplul util.

Relaţiile (41) furnizează şi tensiunile de fază u_{r-O_1}, u_{s-O_1}, u_{t-O_1}, la bornele sarcinii, în cazul existenţei conductorului de nul $O-O_1$ (fig. 9). În lipsa acestui conductor, armonicele în fază ale tensiunilor u_{r-O}, u_{s-O}, u_{t-O}, obţinute pentru $p = 3k$, $(k = 1, 2, ..., \infty)$, nu apar în spectrele tensiunilor u_{r-O_1}, u_{s-O_1}, u_{t-O_1}, deoarece curenţii omopolari sînt nuli. Dacă în relaţiile (41) se consideră un sistem trifazat de semnale triunghiulare simetrice, $\gamma_s = 2\pi/3$, $\gamma_t = 4\pi/3$, atunci calculele conduc la concluzia că armonicele care formează sisteme trifazate devin mai importante. Aceasta este raţiunea pentru care se renunţă la conductorul de nul şi se foloseşte un singur semnal triunghiular pentru comanda invertorului.

Tensiunile de linie, ale căror expresii analitice sînt utile în cazul conectării sarcinii în triunghi, în care caz se reduce tensiunea sursei de c. c. pentru alimentarea invertorului, se obţin din relaţiile (41) avînd în vedere că:

$$u_{rs} = u_{r-O} - u_{s-O}, \quad u_{st} = u_{s-O} - u_{t-O}, \quad u_{tr} = u_{t-O} - u_{r-O}.$$

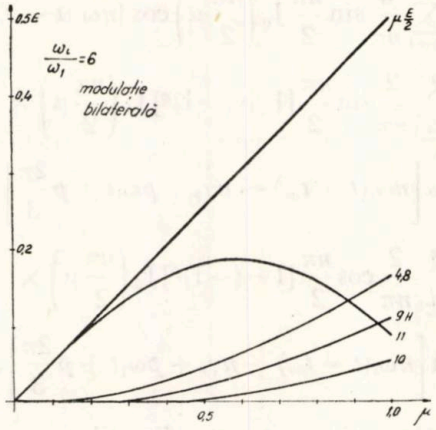


Fig. 11

Tensiunile de linie nu vor conţine componentele omopolare iar amplitudinile tensiunilor fundamentale şi armonicelor vor fi multiplicate cu $\sqrt{3}$, faţă de cele din relaţiile (41).

Pentru aprecieri cantitative asupra conţinutului de armonice ale tensiunilor u_{r-O}, u_{s-O}, u_{t-O}, în cazul modulaţiei bilaterale şi unilaterale, se dau mai jos tabelele şi diagramele din fig. 11 ... 15, conţinînd amplitudinile armonicelor obţinute la modulaţia unilaterală şi bilaterală, pentru

Spectrul tensiunii U_{r-o}

	μ	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
$\frac{\omega_i}{\omega_1}=6$, modulaţie bilaterală	U_{2m}						0,001637E		0,00373E		0,00783E
	U_{3mH}										0,0000394E
	U_{4m}	0,00279E	0,00689E	0,0159E	0,03185E	0,0458E	0,0654E	0,0871E	0,1107E	0,1356E	0,163E
	U_{7m}				0,000229E		0,00102E		0,0061E		0,0167E
	U_{8m}	0,00279E	0,00689E	0,0159E	0,03185E	0,0458E	0,0654E	0,0871E	0,1107E	0,1356E	0,163E
	U_{9mH}				0,0118E	0,0216E	0,0346E	0,0518E	0,0704E	0,092E	0,106E
	U_{10m}							0,002066E	0,003277E	0,00429E	0,00533E
	U_{11m}	0,0487E	0,0954E	0,1334E	0,163E	0,18E	0,1845E	0,18E	0,158E	0,127E	0,0907E
$\frac{\omega_i}{\omega_1}=10$, modulaţie bilaterală	U_{4mH}										0,0001218E
	U_{6m}							0,001637E	0,00373E	0,00563E	0,00783E
	U_{8m}	0,00279E	0,00689E	0,0159E	0,03185E	0,0458E	0,0654E	0,0871E	0,1107E	0,1357E	0,163E
	U_{12m}	0,00279E	0,00689E	0,0159E	0,03185E	0,0458E	0,0654E	0,0871E	0,1107E	0,1357E	0,163E
$\frac{\omega_i}{\omega_1}=6$, modulaţie unilaterală	U_{2m}				−0,001868E	−0,00396E	−0,00944E	−0,015E	−0,017185E	−0,03328E	−0,0463E
	U_{3mH}				0,0118	0,0124E	0,0346E	0,0514E	0,0693E	0,0895E	0,1083E
	U_{4m}	−0,00346E	−0,01668E	−0,0327E	−0,0552E	−0,08104E	−0,111875E	−0,1208E	−01366E	−0,1373E	−0,1343E
	U_{5m}	0,0487E	0,0952E	0,1312E	0,163E	0,1799E	0,18374E	0,17403E	0,14908E	0,1119E	0,069E
	U_{7m}	−0,0487E	−0,09573E	−0,1342E	−0,16626E	−0,1888E	−0,2040E	−0,2054E	−0,18918E	−0,1777E	−0,14351E
	U_{8m}	−0,00346E	−0,0149E	−0,02797E	−0,04658E	−0,05753E	−0,07245E	−0,07365E	−0,08466E	−0,0922E	−0,12039E
	U_{9mH}				−0,02018E	−0,0742E	−0,101E	−0,10455E	−0,1202E	−0,10859E	−0,0879E
	U_{10m}	0,000786E	0,02765E	0,055613E	0,069E	0,07229E	0,0543E	0,0144E	−0,02797E	−0,08658E	−0,1212E
	U_{11m}	−0,0477E	−0,0816E	−0,0939E	−0,0778E	−0,0419E	0,0051E	0,04846E	0,0749E	0,0714E	0,03605E
$\frac{\omega_i}{\omega_1}=10$, modulaţie unilaterală	U_{2m}										−0,0002185E
	U_{3m}										0,0011E
	U_{4mH}										−0,00462E
	U_{5m}										0,0167E
	U_{6m}				−0,00186E	−0,00396E	−0,00946E	−0,0151E	−0,01745E	−0,034E	−0,0482E
	U_{7mH}				0,01181E	0,0216E	0,0342E	0,0817E	0,0704E	0,092E	0,106E
	U_{8m}	−0,00347E	−0,0159E	−0,03265E	−0,0552E	−0,0815E	−0,1125E	−0,1258E	−0,1425E	−0,1498E	−0,155E
	U_{9m}	0,04875E	0,0953E	0,1335E	0,1632E	0,1804E	0,185E	0,177E	0,1574E	0,127E	0,0908E
	U_{11m}	−0,04875E	−0,0953E	−0,1335E	−0,1632E	−0,1804E	−0,185E	−0,17731E	−0,15827E	−0,129E	−0,09914E
	U_{12m}	−0,00347E	−0,0159E	−0,03265E	−0,0552E	−0,08138E	−0,11216E	−0,1234E	−0,13957E	−0,14517E	−0,1434E
$\frac{\omega_i}{\omega_1}=12$, modulaţie unilaterală	U_{2m}										−0,0000635E
	U_{3mH}										0,0000395E
	U_{4m}										−0,000109E
	U_{5m}										0,0011E
	U_{6mH}										−0,00462E
	U_{7m}			0,0000765E	0,000228E	0,000546E	0,000993E	0,00338E	0,0061E	0,00972E	0,0167E
	U_{8m}				−0,001868E	−0,00396E	−0,00946E	−0,0151E	−0,01745E	−0,034E	−0,0482E
	U_{9mH}				0,01181E	0,0216E	0,0342E	0,0511E	0,0704E	0,092E	0,106E
	U_{10m}	−0,00347E	−0,0159E	−0,03265E	−0,0552E	−0,0815E	0,1125E	−0,1258E	−0,1425E	−0,1498E	−0,155E
	U_{11m}	0,0487E	0,0953E	0,1335E	0,1632E	0,1804E	0,185E	0,177E	0,1574E	0,127E	0,0908E

diverse valori ale indicelui de modulaţie şi raportului ω_i/ω_1. Amplitudinile armonicelor sînt calculate cu formulele (27) şi (32), presupunîndu-se că $t_a = 0$. Componentele omopolare sînt afectate de indicele H.

Componenta spectrală a tensiunii de ieşire a invertorului va fi mai avantajoasă în cazul modulaţiei bilaterale. Aceeaşi componentă se îmbunătăţeşte în toate cazurile în care creşte raportul ω_i/ω_1, în sensul că armonicele mai importante au pulsaţii tot mai mari. Creşterea raportului ω_i/ω_1

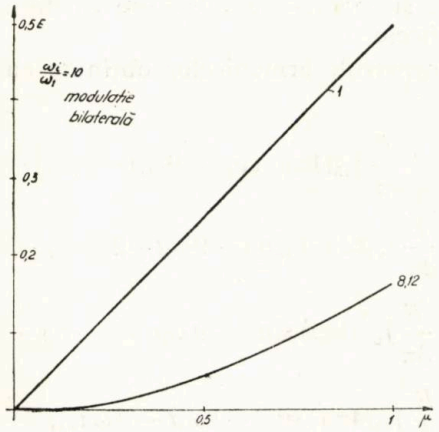


Fig. 12

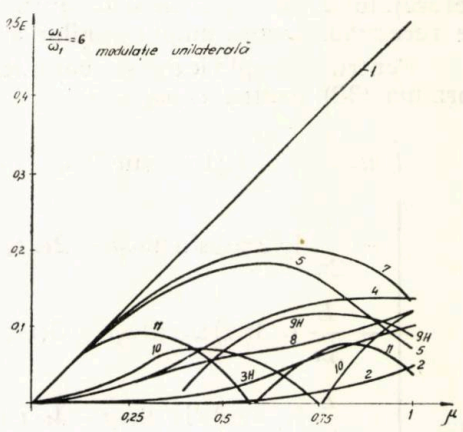


Fig. 13

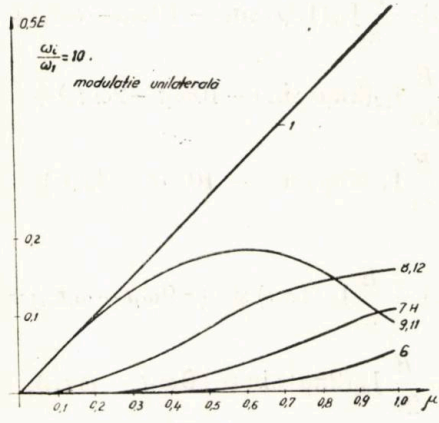


Fig. 14

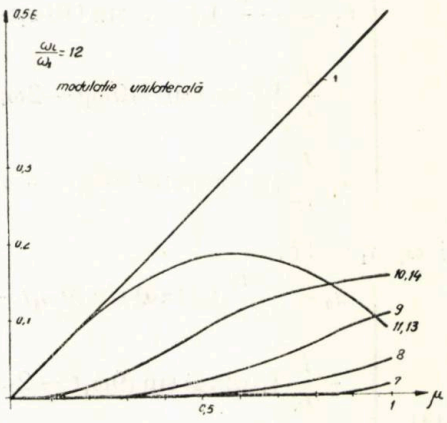


Fig. 15

duce însă la creşterea pierderilor de comutaţie, care devin la un moment dat importante în raport cu reducerea pierderilor suplimentare din motor datorită îmbunătăţirii formei de undă a tensiunii de alimentare. Pentru raportul ω_i/ω_1 se poate stabili o valoare optimă în funcţie pe tipul de in-

vertor folosit. În fig. 16 se dau pentru comparaţie oscilogramele curenţilor absorbiţi de un motor de 1 kW conectat în triunghi la ieşirea unui invertor Mc Murray, comandat după procedeul modulaţiei în durată bilaterală (fig. 16 *a*) şi unilaterală (fig. 16 *b*). Indicele de modulaţie şi raportul ω_i/ω_1 sînt: $\mu = 0{,}75$, $\omega_i/\omega_1 = 10$.

Forma de undă a curentului în cazul modulării bilaterale este mai bună.

Formulele (27), (32) permit să se facă aprecieri privind influenţa defazajului t_a dintre semnalele sinusoidale şi cele triunghiulare sau în dinţi de ferestrău, asupra amplitudinilor armonicelor.

Pentru exemplificare se consideră expresiile armonicelor obţinute cu formula (32) pentru $\omega_i/\omega_1 = 6$:

$$
(43)\quad \begin{cases}
u_9 = -\dfrac{E}{\pi} J_3(1\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - \omega_i t_a) + \dfrac{E}{\pi} J_{15}(1\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - \omega_i t_{ar}) - \\
- \dfrac{t}{2\pi} J_3(2\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - 2\omega_i t_{ar}) - \dfrac{E}{2\pi} J_{21}(2\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - 2\omega_i t_{ar}) + \\
+ \dfrac{E}{3\pi} J_9(3\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - 3\omega_i t_{ar}) + \dfrac{E}{3\pi} J_{27}(3\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - 3\omega_i t_a) - \\
- \dfrac{E}{4\pi} J_{15}(4\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - 4\omega_i t_a) - \dfrac{E}{4\pi} J_{33}(4\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - 4\omega_i t_a), \\
u_{10} = -\dfrac{E}{\pi} J_4(1\pi\mu) \sin(10\omega_1 t - \omega_i t_{ar}) - \dfrac{E}{\pi} J_{16}(1\pi\mu) \sin(-10\omega_1 t - \omega_i t_a) + \\
+ \dfrac{E}{2\pi} J_2(2\pi\mu) \sin(10\omega_1 t - 2\omega_i t_a) + \dfrac{E}{2\pi} J_{22}(2\pi\mu) \sin(-10\omega_1 t - 2\omega_i t_a) + \\
+ \dfrac{E}{4\pi} J_{14}(4\pi\mu) \sin(10\omega_1 t - 4\omega_i t_a) + \dfrac{E}{2\pi} J_{34}(4\pi\mu) \sin(-10\omega_1 t - 4\omega_i t_a),
\end{cases}
$$

şi $\omega_i/\omega_1 = 12$:

$$
(44)\quad \begin{cases}
u_9 = -\dfrac{E}{\pi} J_3(1\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - \omega_i t_{ar}) + \dfrac{E}{\pi} J_{21}(1\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - \omega_i t_{ar}) - \\
- \dfrac{E}{2\pi} J_{15}(2\pi\mu) \sin(9\omega_1 t - 2\omega_i t_{ar}) - \dfrac{E}{2\pi} J_{33}(2\pi\mu) \sin(-9\omega_1 t - \omega_i t_{ar}), \\
u_{10} = -\dfrac{E}{\pi} J_2(1\pi\mu) \sin(10\omega_1 t - \omega_i t_a) - \dfrac{E}{\pi} J_{22}(1\pi\mu) \sin(-10\omega_1 t - \omega_i t_a) + \\
+ \dfrac{E}{2\pi} J_{14}(2\pi\mu) \sin(10\omega_1 t - 2\omega_i t_a) + \dfrac{E}{2\pi} J_{34}(2\pi\mu) \sin(-10\omega_1 t - 2\omega_i t_a).
\end{cases}
$$

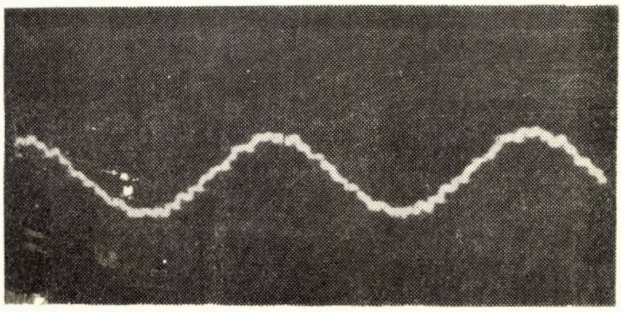


Fig. 16 a

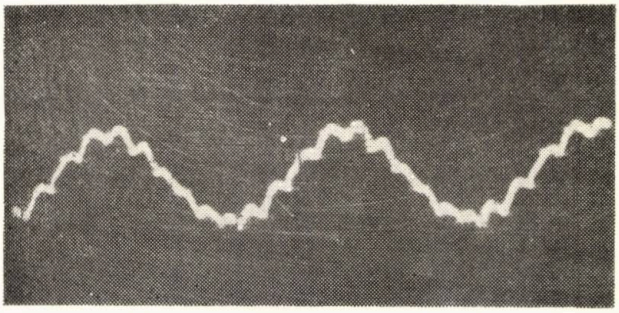


Fig. 16 b

Din compararea formulelor (43) şi (44) se constată că la raportul $\omega_i/\omega_1=12$ amplitudinile armonicelor vor fi mai puţin afectate de defazajul t_a, deoarece termenii $-\frac{E}{\pi} J_2(\pi\mu)\sin(9\omega_1 t-\omega_1 t_a)$, din expresia lui u_9, şi $-\frac{E}{\pi} J_2(\pi\mu)\sin(10\omega_1 t-\omega_1 t_a)$, din dezvoltarea lui u_{10}, au amplitudinile mult mai mari decît cele ale restului termenilor la care ordinul funcţiilor Bessel este mai mare.

Concluzii

1° Se consideră variantele posibile pentru comanda invertoarelor care funcţionează pe principiul modulării impulsurilor în durată după o lege sinusoidală.

2° Se stabileşte spectrul tensiunilor la ieşirea invertoarelor monofazate şi trifazate în cazul modulaţiei bilaterale şi unilaterale, cu deplasarea frontului anterior sau posterior al impulsurilor.

3° Se calculează amplitudinile armonicelor în diverse cazuri particu- în vederea comparării rezultatelor ce se obţin la modulaţia unilaterală şi bilaterală. Se arată că modulaţia bilaterală este mai avantajoasă, aspect ce se constată şi experimental pe un invertor Mc Murray—Bedford.

4° Se pune în evidenţă dependenţa spectrului tensiunii de ieşire a unui invertor de defazajul dintre semnalul sinusoidal şi cel triunghiular, simetrice sau în dinţi de ferăstrău.

Primită la 26 noiembre 1970

Institutul politeknic, Iaşi,
Catedra de fizică şi electronică
Laboratorul de electronică industrială

BIBLIOGRAFIE

1. Angot A., *Complemente de matematici pentru inginerii din electrotehnică şi din telecomunicaţii*, (trad. din l. franceză). Ed. Tehn., Buc., 1965.
2. Bedford B. D., Hoft R. G., *Principles of Inverter Circuits.* John Willey, 1964.
3. Brechbuehler M., *Convertiseurs de fréquence pour l'alimentation à fréquence variable des moteurs asynchrones à cage.* A.I.M, **14**, 93-99 (1968).
4. Gray A., Matheus G. B., *Funcţiile Bessel şi aplicaţiile lor în fizică*, (trad. din l. engleză). Ed. Tehn., Buc., 1958.
5. Сандлер С. А., Гусяцкий М. Ю., *Гиристорные инверторы с широтноимпульсной модуляцией для управления асинхронными двигателями.* Изд. Энергия, М., 1969.
6. Сандлер С. А. и др., *Автономный инвертор с широтно-импульсной модуляцией по синусоидальному закону для частотного управления асинхронными двигателями.* Электричество, *3*, 53–58 (1967).
7. Schonung A. u. a., *Geregelter Drehstrom-Umkehrantrieb mit gesteuertem Umrichter nach dem Unterschwingungsverfahren.* Brown-Boveri Mitt., **51**, *8/9*, 555-577 (1967).
8. Зернов Н. В., Карпов В. Г., *Теория радиотехнических цепей.* Изд. Энергия, М., 1965.

METHODS FOR THE VOLTAGE CONTROL OF THE INVERTERS WITH PULSE-DURATION MODULATION

(Summary)

In the present paper the possible versions for the control of the inverters with pulse-duration modulation, after a sinusoidal law, are considered. The harmonic content of inverter output voltage is calculated both in case of bilateral and unilataral pulse-duration modulation.

It is shown that output voltage waveshape is better în the former case. This is in good agreement with experiments performed on an inverter of Mc Murray-Bedford type whose control circuits are built on the pulse-duration modulation principle.

It is also shown that the harmonic content of inverter output voltage is influenced by the phase-shift between the sinusoidal signal and the saw-tooth or triangular auxiliary signal. The influence of the phase-shift decreases with the increase of the ratio of the periods of the two signals.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. D. 621.396.61

MULTIVIBRATEUR À COUPLAGE COLLECTEUR—BASE DE BASSE FRÉQUENCE DE RÉPÉTITION*)

PAR

P. AGAFIŢEI, VIANOR BOICIU et ADRIAN CREŢU

1. Considérations théoriques et de calcul

Le multivibrateur à couplage collecteur—base (fig. 1) se caractérise par deux états quasistables. On peut passer d'un état à l'autre par l'amorçage d'un processus cumulatif qui sature successivement un transistor, tout en bloquant l'autre.

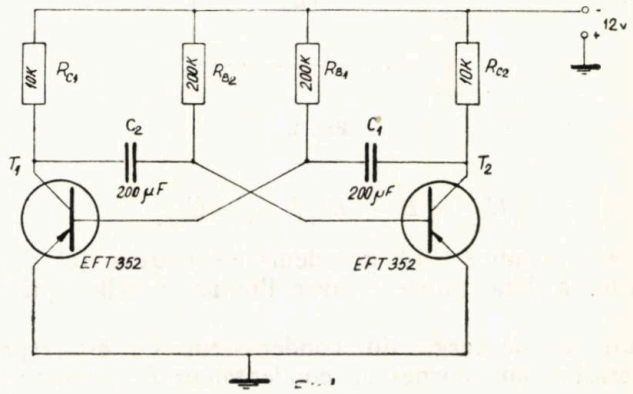


Fig. 1

On calcule le schéma du multivibrateur selon la méthode habituelle fournie par la littérature [2], [3]. La résistance R_C est calculée à l'aide d'une formule approximative; il ne faut pas que sa valeur soit trop grande

*) Présentée lors de la session scientifique de l'Institut Polytechnique de Jassy, 24 juilet 1970.

parce qu'elle peut diminuer l'amplitude de l'impulsion et de la pente du front d'impulsion. Si la résistance R_C est trop réduite, le régime thermique du transistor peut s'aggraver. Par conséquent la valeur la plus indiquée est $R_C = 10$ kΩ. Les résistances R_{B1} et R_{B2} sont déterminées à l'aide des conditions de saturation des transistors T_1 et T_2:

$$R_{B_1} \leqslant h_{21E} R_{C_1}, \qquad R_{B_2} \leqslant h_{21E} R_{C_2}.$$

Pour les transistors EFT 352, $h_{21E_m} = 40$, et la condition de choix de la résistance R_{B_1} devient $R_{B_1} h_{21E_m} R_{C1} = 40.10 = 400$ kΩ. On choisira $R_{B_1} = R_{B_2} = 200$ kΩ.

La durée des états quasistables est déterminée par la décharge des condensateurs C_1 et C_2.

Supposons que le transistor T_2 est ouvert et T_1 fermé; on détermine la durée de cet état lorsque le condensateur C_2 est chargé et dans ce cas il se décharge sur R_{B_2} et le circuit collecteur—émetteur du transistor T_1.

La tension de charge du condensateur C_2 est:

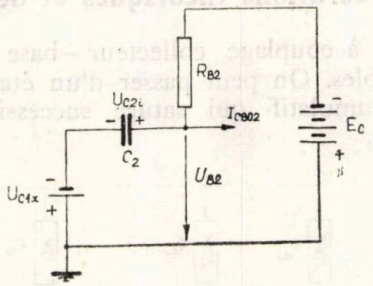


Fig. 2

$$U_{C_{2i}} = E_C - R_{C_1} I_{CBO_1} - U_{B_{2x}}. \tag{1}$$

On note avec l'indice x les grandeurs électriques (U, I) qui se réfèrent au transistor à l'état saturé et avec l'indice y celles qui se réfèrent à l'état bloqué.

Le circuit de décharge du condensateur C_2 est représenté dans la fig. 2. La tension aux bornes du condensateur C_2 pendant le processus de décharge est:

$$u_{C_2} = (U_{C_{2i}} - U_{C_{2f}})e^{-t/\tau} + U_{C_{2f}}, \text{ où } \tau = C_1 R_{B_2}. \tag{2}$$

On suppose que le circuit revient à l'état initial par basculement et à la décharge du condensateur C_2, la tension $U_{B_2} = -U^*_{B_2}$.

Pour le circuit représenté dans la fig. 2 on peut écrire les relations pour la tension finale U_{C2f} et de la tension U_x qui correspond au moment de rebasculement:

$$(3) \qquad U_{C_{2f}} = E_C - U_{C_{1x}} + I_{CBO_2} R_{B_2}, \qquad U_x = U_{C_{1x}} - U^*_{B_2}.$$

On introduit les relations (1) et (3) dans la relation (2) et on obtient les durées des états quasistables:

$$(4) \quad \begin{cases} T_1 = C_1 R_{B1} \ln \dfrac{2E_C - (U_{C2x} + U_{B1x}) I_{CBO1} R_{B1} - I_{CBO2} R_{C2}}{E_C - U^*_{B_1} + I_{CBO_1} R_{B_1}}, \\ T_2 = C_2 R_{B2} \ln \dfrac{2E_C - (U_{C1x} + U_{B2x}) + I_{CBO2} R_{B2} - I_{CBO1} R_{C1}}{E_C - U^*_{B_2} + I_{CBO_2} R_{B_2}}. \end{cases}$$

Pratiquement $E_C \gg U_{Cx}$, U_{Bx}, U^*_B, $I_{CBO} R_{B,C}$. On admet pour ces grandeurs les valeurs usuelles suivantes: $U_{C_{1x}} = U_{C_{2x}} = 0{,}1$ V, $U_{B_{1x}} = U_{B_{2x}} = 0{,}2$ V, $U^*_{B_1} = U^*_{B_2} = 0{,}1$ V, $I_{CBO_1} = I_{CBO_2} = 5\ \mu$A (à 25°C); les relations (4) deviennent:

$$(5) \qquad T_1 = 0{,}69\, C_1 R_{B1}, \qquad T_2 = 0{,}69\, C_2 R_{B2}.$$

Par conséquent pour obtenir des multivibrateurs de grande période, il est nécessaire de modifier les résistances R_B ou les capacités C_1, C_2. L'augmentation des capacités de couplage présente le désavantage de conduire à l'angrandissement des courants jusqu'à des valeurs supérieures à celles indiquées dans les catalogues pour les courants de base. L'augmentation des résistances R_B est limitée par la condition imposée pour le fonctionnement à saturation des transistors.

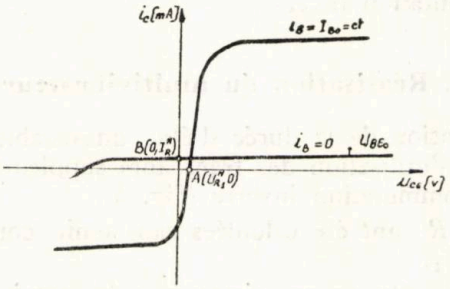


Fig. 3

Dans cette Note on propose l'augmentation de la durée des états quasistables du multibibrateur en utilisant des transistors supplémentaires qui fonctionnent en régime de commutation (interrupteur).

Pour un transistor p-n-p, les caractéristiques $i_C = f(u_C)$ sont données dans la fig. 3. On voit qu'il y a deux posibilités de réaliser la commutation d'un transistor: a) la commutation directe qui peut être obtenue

entre les deux caractéristiques (I_{BO} et U_{BEO}, $U_C = -E_C$); b) la commutation inverse ($U_C = E_C$).

On note les points d'intersection des caractéristiques avec les axes par: $A(U_R^N, 0)$ et $B(0, I_R^N)$. Le fonctionnement comme interrupteur normal fermé consiste dans le déplacement sur une parallèle à l'axe i_C, située à la distance U_R^N. Le fonctionnement comme interrupteur normal ouvert consiste dans le déplacement sur une parallèle à l'axe u_C, à la distance I_R^N.

De ce point de vue, le transistor peut être considéré comme un interrupteur idéal en série avec un générateur de tension U_R^N et cet ensemble est en parallèle avec un générateur de courant I_R^N (fig. 4).

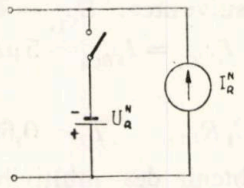


Fig. 4

Pour les transistors usuels qui fonctionennt en régime de commutation on utilise d'habitude les valeurs suivantes: a) commutation directe $U_R^N = -20$ mV, $I_R^N = 10$ μA, b) commutation inverse $U_R^I = -1$ mV, $I_R^I = 0{,}5$ μA.

En comparant les valeurs données on voit que le transistor fonctionne mieux à la commutation inverse.

2. Réalisation du multivibrateur

Pour l'augmentation de la durée d'état quasistable du multivibrateur (fig. 1) on propose l'utilisation des transistors supplémentaires qui travaillent en régime de commutation inverse (fig. 5).

Les résistances R_B ont été calculées sans tenir compte de l'existence des transistors T_3, T_4.

Pour justifier le rôle des transistors supplémentaires T_3, T_4, on analysera le schéma équivalent (fig. 6) lorsque T_1 est fermé et T_2 bloqué (ouvert). Les transistors T_3 et T_4 fonctionnent en régime d'interrupteur et sont commandés par T_1 et T_2 qui constituent le circuit basculeur proprement dit. Dans l'état considéré le transistor T_3 est ouvert et le courant résiduel I_R^I circule à travers lui. T_4 est fermé et apparaît la tension résiduelle U_R^I.La polarisation de la base du transistor T_1 est determinée par la résistance R_{B_1}(U_R^I peut être négligée) et elle assure la fonctionnement de ce transistor à saturation. La polarisation de la base du transistor T_2 es

déterminée par le courant de décharge du condensateur C_2 sur R_{B2}, T_1, T_3. Mais le courant qui traverse T_3 (bloqué) est assez petit; il résulte l'augmentation de la durée de décharge et par conséquent des durées des états quasistables.

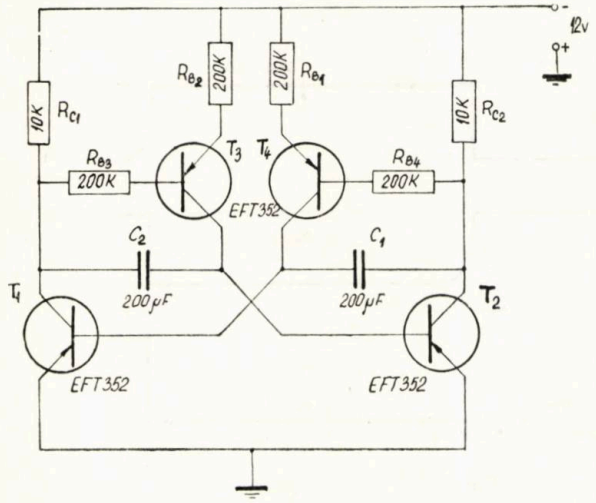


Fig. 5

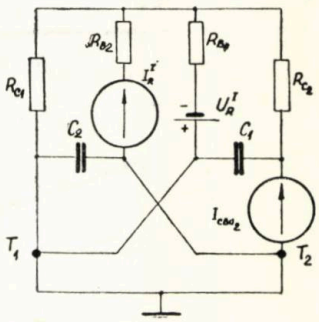


Fig. 6

3. Résultats expérimentaux

Pour mettre en évidence les avantages du multivibrateur représenté dans la fig. 5, on donne les diagrammes des impulsions dans les fig. 7 et 8. Les paramètres des éléments du schéma de la fig. 1 sont $R_{C1}=R_{C2}=10$ kΩ, $R_{B1}=R_{B2}=200$ kΩ, $C_1=C_2=200$ μF, T_1, T_2 — EFT 352.

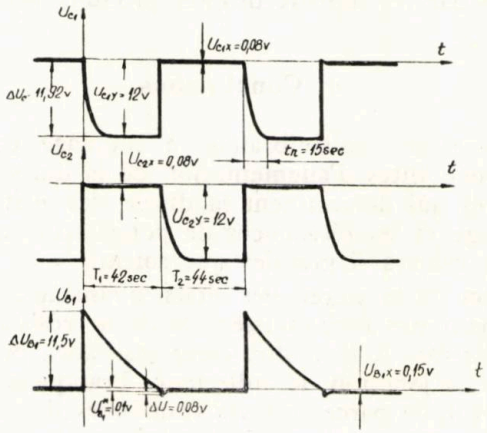


Fig. 7

En comparant les diagrammes des fig. 7 et 8, il en résulte pour le multivibrateur de la fig. 5 les avantages suivants:

a) La durée des états quasistable croît de 42 s à 160 s pour les mêmes valeurs des paramètres composants du schéma.

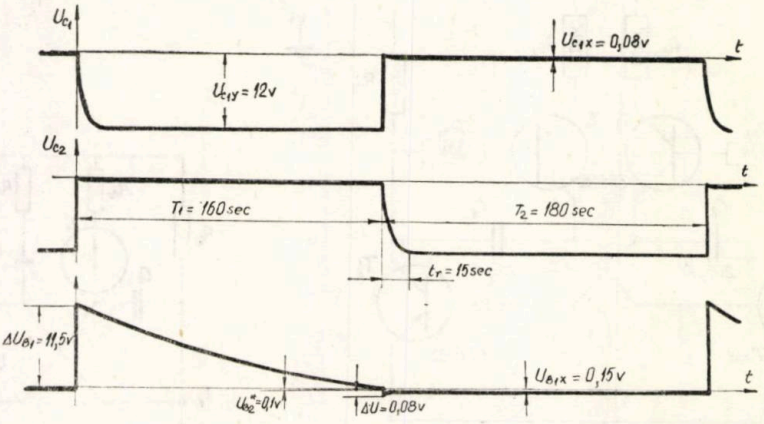


Fig. 8

b) Le temps de rétablissement t_r reste le méme dans les deux cas, donc son poids baisse, rapporté à la durée de l'état stable considéré.

c) L'utilisation des transistors supplémentaires T_3 et T_4 permet la réalisation des constantes de temps très proches de la limite physique du circuit.

d) La commande des transistors qui fonctionnent en régime d'interrupteur est assurée par les signaux propres produits par le multivibrateur.

4. Conclusions

On a considéré un multivibrateur à couplage collecteur — base en poursuivant les possibilités d'augmentation de la durée des états quasistables. Les paramètres qui déterminent la durée des états quasistables — les capacités de couplage et les résistances de polarisation des bases — ne peuvent pas avoir des valeurs si grandes que soient.

L'augmentation de la durée des états quasistables peut être réalisée plus économiquement par l'agrandissement de la résistance de polarisation de la base du transistor. À la limite, cette résistance peut avoir la valeur de la résistance de la jonction de collecteur. Pratiquement, cette situation ne peut pas être réalisée parce que les transistors du circuit basculeur ne fonctionnent pas à saturation losqu'ils conduisent.

Pour réaliser des résistances très grandes dans le circuit de décharge des condensateurs et d'assurer la saturation des transistors en régime de conduction, on utilise deux transistors supplémentaires qui fonctionnent en régime d'interrupteur. De cette façon la durée des états quasistables croît à la limite maxima imposée par les résistances de polarisation des bases des transistors.

Reçue le 13 février 1971

Institut Polytechnique, Jassy,
Chaire de Physique et d'Électronique

BIBLIOGRAPHIE

1. Tănăsescu *T., Circuite cu tranzistoare.* Ed. Tehn., Buc., 1961.
2. Felea I., *Circuite cu tranzistoare în industrie.* Ed. Tehn., Buc., 1963.
3. Millman J., Taub H., *Pulse Digital and Switching Waveforms. Devices and Circuits for their Generation and Processing.* Mc. Graw-Hill, N. Y., 1965.

MULTIVIBRATOR CU CUPLAJ COLECTOR—BAZĂ DE FRECVENȚĂ MICĂ DE REPETIȚIE

(Rezumat)

Se prezintă schema unui multivibrator de frecvență mică de repetiție, utilizînd pentru creșterea duratei cvasistabile a multivibratorului tranzistoare suplimentare care lucrează în regim de comutație inversă. Rezultatele obținute sînt superioare celor realizate cu schemele clasice.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. C. 621.317.373

THE STUDY OF THE SECOND-HARMONIC-TYPE MAGNETIC MODULATOR USED AS A STATIC ELEMENT IN MEASURING THE PHASE DIFFERENCE BETWEEN CURRENT AND VOLTAGE *)

BY

I. BEJAN, GHERGHINA BALABAN and M. VOICU

1. Introduction

In [1] ... [3] we showed the theoretical and experimental results regarding the functioning of the magnetic modulator (MM) as a static element of measuring the phase difference α between two alternative voltages and the posibilities of its sensitivity getting higher in this case.

In this paper we present a study on the use of the MM as measuring element for the phase difference φ between the voltage U and the current I. With this aim the expressions of the basic values characterizing the functioning of the MM in this case are formulated: the m.m.f. in the cores *1* and *2* and the double frequency output e.m.f. for which the following general relation has been established in [1], [2]:

$$\underline{E}_{Mef}(\varphi) = -j6\sqrt{2}\omega n_e k_3 F_c \underline{F}^2_{aef} \quad (1)$$

In fig. 1 the circuit to be used with this purpose is presented.

2. Expressions of Resulting M.M.F. in a Core of MM and of the Double Frequency Output E.M.F. as Functions of the Phase Difference

2.1. Resulting M.M.F. Expression

The expressions of the resulting m.m.f. in cores *1* and *2* are determined as functions of the phase difference between voltage and current.

*) Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute of Jassy, July, 2–4, 1970.

The m.m.f. in core *1* (Fig. 1) is:

$$\underline{F}_{1a} = \underline{F}_U + \underline{F}_I$$

or

$$\underline{F}_{1a} = n_U \underline{I}_U + n_I \underline{I}_I . \tag{2}$$

From fig. 1:

$$\underline{I}_U = \frac{2(\underline{U} + \underline{E}_I)}{\underline{Z}_U + \underline{Z}_{US}} . \tag{3}$$

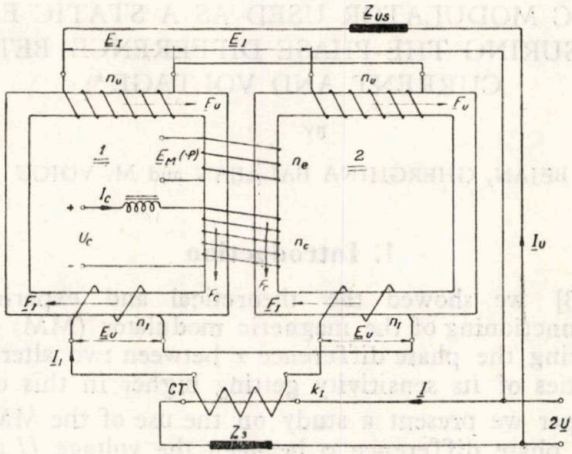


Fig. 1

The current in the current winding of the MM is determined by the primary current of the current transformer (CT) and by the e.m.f. induced from the tension circuit. Considering the magnetic circuits as unsaturated, we can write:

$$\underline{I} = k_I I + \frac{2\underline{E}_U}{\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT}} . \tag{4}$$

As $k_3 \ll k_1$, [2], the expressions of the e.m.f. $\underline{E}_U$ and $\underline{E}_I$ become:

$$\underline{E}_U = -\mathrm{j} n_I \omega k_1 \underline{F}_{1a}, \quad \underline{E}_I = -\mathrm{j} n_U \omega k_1 \underline{F}_{1a} . \tag{5}$$

Substituting (3) ... (5) in (2), we get finally:

$$\underline{F}_{1a}(\varphi) = \frac{2n_U(\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT})}{\underline{C}_Z} \underline{U} + \frac{n_I k_I (\underline{Z}_U + \underline{Z}_{US})(\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT})}{\underline{C}_Z} \underline{I} \tag{6}$$

or

$$\underline{F}_{1a}(\varphi) = \underline{K}_U \underline{U} + \underline{K}_I \underline{I}, \tag{7}$$

where:

$$\underline{Z}_I = R_I + \mathrm{j}X_I = Z_I e^{\mathrm{j}\psi_I}, \quad \underline{Z}_{CT} = R_{CT} + \mathrm{j}X_{CT} = Z_{CT} e^{\mathrm{j}\psi_{CT}},$$

$$\underline{Z}_U = R_U + \mathrm{j}X_U = Z_U e^{\mathrm{j}\psi_U}, \quad \underline{Z}_{US} = R_{US} + \mathrm{j}X_{US} = Z_{US} e^{\mathrm{j}\psi_{US}},$$

$$\underline{C}_Z = (\underline{Z}_U + \underline{Z}_I)(\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT}) + \mathrm{j}2\omega k_1 [n_U^2 (\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT}) + n_I^2 (\underline{Z}_U + \underline{Z}_{US})],$$

or

$$\underline{C}_Z = a + \mathrm{j}b = C_Z e^{\mathrm{j}\psi_Z}. \tag{8}$$

If we write:

$$\underline{Z}_I + \underline{Z}_{CT} = R_1 + \mathrm{j}X_1 = Z_1 e^{\mathrm{j}\psi_1}, \quad \underline{Z}_U + \underline{Z}_{US} = R_2 + \mathrm{j}X_2 = Z_2 e^{\mathrm{j}\psi_2},$$

the constants $\underline{K}_U$ and $\underline{K}_I$ have the expressions:

$$\begin{cases} \underline{K}_U = \dfrac{2n_U(R_1 + \mathrm{j}X_1)}{\underline{C}_Z} = K_U e^{\mathrm{j}\mu_U}, \\ \underline{K}_I = \dfrac{n_I k_I (R_1 + \mathrm{j}X_1)(R_2 + \mathrm{j}X_2)}{\underline{C}_Z} = K_I e^{\mathrm{j}\mu_I}, \end{cases} \tag{9}$$

where:

$$K_U = \frac{2n_U Z_1}{C_Z}, \quad K_I = \frac{n_I k_I Z_1 Z_2}{C_Z}, \quad \mu_U = \psi_1 - \psi_Z, \quad \mu_I = \psi_1 + \psi_2 - \psi_Z. \tag{10}$$

We note:

$$\underline{U} = U e^{\mathrm{j}\varphi_U}, \quad \underline{I} = I e^{\mathrm{j}\varphi_I}. \tag{11}$$

With (9) and (11), relation (7) becomes:

$$\underline{F}_{1a}(\varphi) = K_U U e^{\mathrm{j}(\varphi_U + \mu_U)} + K_I I e^{\mathrm{j}(\varphi_I + \mu_I)} = F_{1a}(\varphi) e^{\mathrm{j}\psi_{F_1}(\varphi)} \tag{12}$$

In Fig. 2 the phasorial diagram of the m.m.f. $\underline{F}_{1a}(\varphi)$, corresponding to relation (12), is represented.

From (12) or from Fig. 2 one can write the module $F_{1a}(\varphi)$ and the phase $\psi_{F_1}(\varphi)$:

$$F_{1a}(\varphi) = \sqrt{K_U^2 U^2 + K_I^2 I^2 + 2K_U K_I U I \cos(\varphi + \psi_2)}, \tag{13}$$

$$\psi_{F_1}(\varphi) = \beta(\varphi) + \varphi_U + \mu_U = \beta(\varphi) + \varphi_U + \psi_1 - \psi_Z, \tag{14}$$

where

$$\beta(\varphi) = \operatorname{arctg} \frac{K_I I \sin(\varphi + \psi_2)}{K_U U + K_I I \cos(\varphi + \psi_2)}; \tag{15}$$

$\varphi = \varphi_I - \varphi_U$ — the phase difference between current and voltage.

For the m.m.f. in core *2*, from Fig. 1 and Fig. 2 results:

$$\underline{F}_{2a}(\varphi) = -\underline{F}_{1a}(\varphi). \tag{16}$$

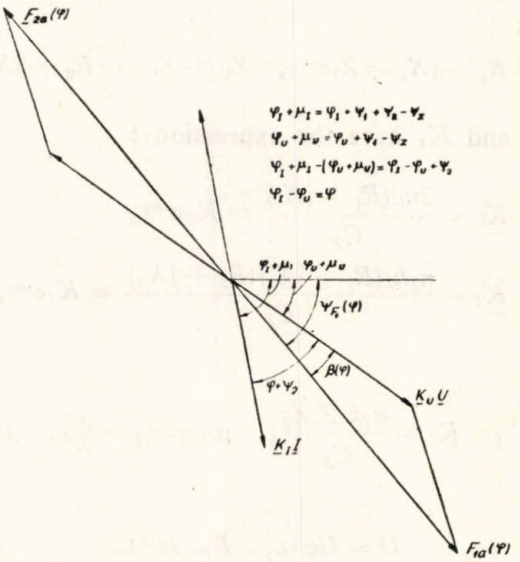


Fig. 2

From the m.m.f. expression obtained in the case of considering the phase difference between voltage and current (relations (12) ... (16)), one can see that their variation law is identical with the one when we consider the phase difference between two voltages [1], [2].

By a suitable choosing of the parametres of the voltage circuits, the value of the initial phase difference ψ_2 can be modified. This change may be used with the aim of using MM in controlling different values (active and reactive power, impedances, etc). In the current circuit the switching in of some impedances is to be avoided, as they can damage the functioning of the current transformer CT (Fig. 1).

2.2. Expression of the Double Frequency E.M.F. of MM

Using expression (12) one can determine with (1) the double frequency e.m.f. of MM:

$$\underline{E}_{M\text{ef}}(\varphi) = 6\sqrt{2}\omega n_e k_3 F_c F_{1\alpha\text{ef}}^2(\varphi) e^{j[2\psi_{F_1}(\varphi)-\pi/2]} \tag{17}$$

or

$$\underline{E}_{M\text{ef}}(\varphi) = E_{M\text{ef}}(\varphi) e^{j\psi_M(\varphi)}. \tag{17'}$$

Substituting in (17) the value $F_{1\alpha\text{ef}}(\varphi)$ from (13), we get the value of the output e.m.f. as a function of the phase difference φ between the current I and the voltage U:

$$E_{M\text{ef}}(\varphi) = K_M[K_U^2 U_{\text{ef}}^2 + K_I^2 I_{\text{ef}}^2 + 2K_U K_I U_{\text{ef}} I_{\text{ef}} \cos(\varphi + \psi_2)], \tag{18}$$

where:

$$K_M = 6\sqrt{2}\omega n_e k_3 F_c. \tag{19}$$

The phase difference $\psi_M(\varphi)$ of the output e.m.f. is obtained from (14), (15) and (17'):

$$\psi_M(\varphi) = 2\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{K_I I \sin(\varphi + \psi_2)}{K_U U + K_I I \cos(\varphi + \psi_2)} + \varphi_U + \psi_1 - \psi_Z\right] - \frac{\pi}{2}. \tag{20}$$

Depending on ψ_2, from (18) and (20) we can get the following situations:

a) For $\psi_2 = 0$, the voltage circuit is resistive and it results

$$E_{M\text{ef}}(\varphi) = K_M(K_U^2 U_{\text{ef}}^2 + K_I^2 I_{\text{ef}}^2 + 2K_U K_I U_{\text{ef}} I_{\text{ef}} \cos\varphi), \tag{21}$$

$$\psi_M(\varphi) = 2\left(\operatorname{arctg}\frac{K_I I \sin\varphi}{K_U U + K_I I \cos\varphi} + \varphi_U + \psi_1 - \psi_Z\right) - \frac{\pi}{2}. \tag{22}$$

The situation $\psi_2 = 0$ can be obtained by switching R_{US} of high value or by making this winding from wire of high resistivity in MM [3], by means of the possibility of raising the source voltage U.

As results from (21), the output voltage of the MM is function of the active power; this situation draws our attention on the use of the MM as measuring element for the active power or as directional relay.

Moreover, from (22) and [1], [2] results that, depending on the ratio:

$$m_Z = m_R = \frac{K_I I}{K_U U}, \tag{23}$$

we can get the demultiplying, exact reproduction or multiplication of the phase difference angle. Thus, as it was established in [1], [2], if $m_R < 1$,

$\psi_M(\varphi_i) < \varphi_i$; for $m_R = 1$, $\psi_M(\varphi_i) = \varphi_i$; for $m_R > 1$, $\psi_M(\varphi_i) > \varphi_i$. This feature of deffinitely working over the controlled phase difference φ may especially be used when we want a higher precision in measuring the phase difference φ by means of phasemetres or oscilloscopes.

b) For $\psi_2 = \pm \pi/2$ we get:

$$E_{Mef}(\varphi) = K_M(K_U^2 U_{ef}^2 + K_I^2 I_{ef}^2 \pm 2K_U K_I U_{ef} I_{ef} \sin\varphi), \tag{24}$$

$$\psi_M(\varphi) = 2\left(\mp \operatorname{arctg} \frac{K_I I \cos\varphi}{K_U U \pm K_I I \sin\varphi} + \varphi_U + \psi_1 - \psi_Z\right) - \frac{\pi}{2}. \tag{25}$$

From (24) results that, by achieving the condition $\psi_2 = \pm \pi/2$, the output e.m.f. of the MM is fonction of the reactive power in the controlled circuit. This situation indicates the possibility of using MM in measuring and control of the reactive power.

The condition $\psi_2 = \pm \pi/2$ can be achieved by switching in inductances or capacitors in the voltage circuit of the MM so that:

$$X_2 = (X_U + X_{US}) \gg (R_U + R_{US}) = R_2.$$

As to the phase difference $\psi_M(\varphi)$, it also depends on the ratio m_Z, but after relation (25).

3. Experimental Tests

3.1 Hypotheses and Working Conditions

The experimental results regarding the control of the phase difference between voltage and current are presented below. The aim is not the quantitative verification of relations (18) ... (25), theoretically established; this verification was given in [2] for the control of the phase difference between two alternative voltages.

The experiments presented in this paper prove that the general law of variation of the output value $E_M(\varphi)$, (as we determined it in § 2.2), is observed.

The MM used in the experiments has the following constants: $n_U = 550$ turns, $n_I = 41$ turns, $n_e = 1\,400$ turns, $n_c = 1\,600$ turns.

By experiments we found: $R_U = 26.5\,\Omega$, $X_U = 0\,\Omega$, $R_{CT} = 0{,}14\,\Omega$, $R_I = 0.32\,\Omega$, $X_I = 0\,\Omega$, $X_{CT} = 0\,\Omega$. We used $R_{US} = 40\,\Omega$, $X_{US} = 0\,\Omega$, $k_I = 5/5$.

As it can be seen, we worked with resistive parametres for which $m_Z = m_R$.

Fig. 3 presents the circuit with which $E_{Mef}(\varphi)$ were measured.

To get a variation of the value $E_{Mef}(\varphi)$ function of φ, variable between 0° and 360°, we worked as follows. The current windings n_I of the MM are switched in the secondary of the current transformer CT,

whose primary is switched in series with the charge resistence R_S, feed from the self-transformer ST, with a constant phase voltage $U_I e^{j0}$. The voltage windings n_U have been feed in series with R_{US} from the variable phase voltage $Ue^{j\varphi}$, given by the phase regulator PR of a phase shifter type.

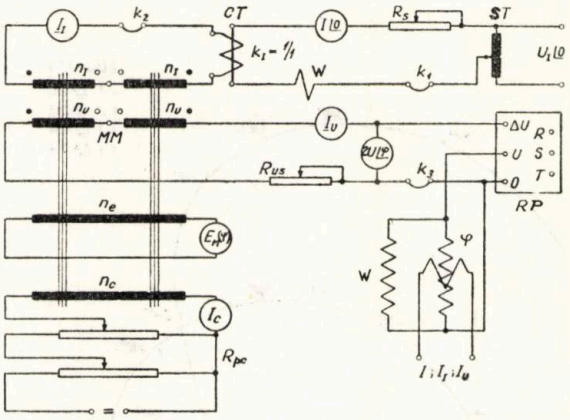


Fig. 3

The measuring of the phase differences of the voltage U and of the currents I and I_U in report with the current I and whith are necessary in working on the experimental data, has been made with the phasemetre φ, (Fig. 3). Its voltage winding was switched in to voltage $Ue^{j\varphi}$ and the current one was switched in the proper circuits by means of a wattmetrical key (switches k_1, k_2, k_3).

3.2. Experimental Results. Variation of the Output E.M.F. with the Phase Difference

In Fig. 4 are presented the hodographs of the output e.m.f. of the MM experimentally raised for $2U_{ef} = 7.5\,V = \text{const.}$ and for few constant values of the primary current, $I_{ef} = 1, 3, 4, 5\,A$. The results correspond to the situation $m_R = 1$ (curve *1*) and $m_R < 1$ (curves *2*, *3* and *4*; $m_R = K_I I / K_U U$).

In Fig. 5 the variation curves of the output e.m.f. $E_{Mef}(\varphi)$, completed with the corresponding curve to $I_{ef} = 2\,A$, are presented.

From Figs. 4 and 5 we see that the general law (17) and (21) established for the output e.m.f. as function of the phase difference angle φ between voltage and current is observed experimentally. As it can be seen, for $U = \text{const.}$ and $I = \text{const.}$ the output e.m.f. E_{Mef} depends but on φ,

(relation (18)), and constitues its measure irrespective of the value of the ratio $m_R = K_I I / K_U U$. This means that even when using the MM after the diagram in Fig. 1 and Fig. 3 respectively, it makes possible the control of the phase difference between current and voltage.

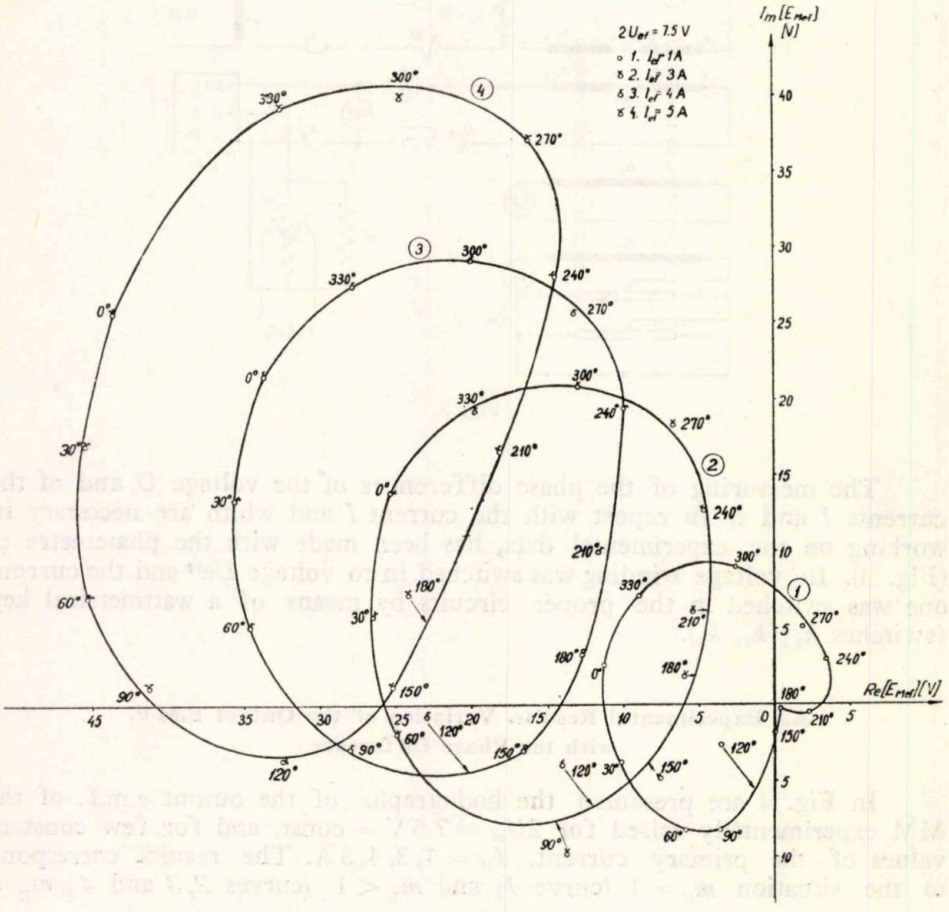


Fig. 4

As for as phase $\psi_M(\varphi)$ of the output e.m.f. is concerned, relations (20) and (22) respectively are observed (as it can be seen in Fig. 4) and everything written in § 2.2 stands true.

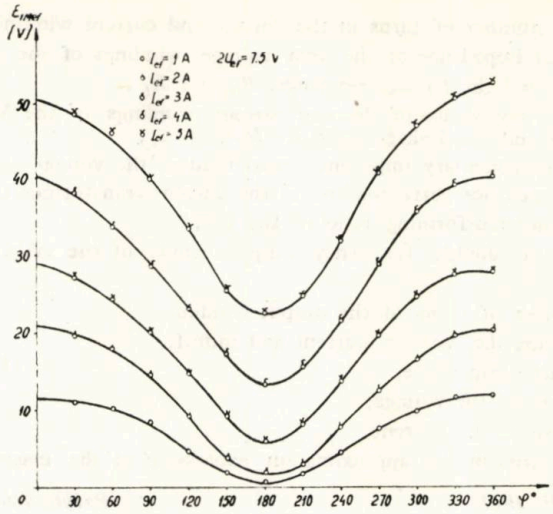


Fig. 5

4. Conclusions

The second-harmonic-type magnetic modulator provided with voltage and current windings, as in Fig. 1, makes possible the control of the phase difference φ between $\underline{U}$ and $\underline{I}$.

For $U = \text{const.}$ and $I = \text{const.}$ we find that the output e.m.f. E_M of the MM is proportional to the active, (21), or reactive power, (24). This means that, under the conditions shown above, the MM can be also used in controlling the active or reactive powers.

The experiments proved relation (21) to be true.

Notations

U, U_{ef} — the voltage in maximum and effective values,

ω — the pulsation.

E_U, E_{Uef} — the e.m.f. induced in one of the current windings by the voltage winding in maximum and effective values,

I_U, I_{Uef}, F_U, F_{Uef} — the current and the m.m.f. in the voltage winding in maximum and effective values,

I, I_{ef} — the primary current in maximum and effective values,

I_I, I_{Ief}, F_I, F_{Ief} — the secondary current and the m.m.f. in the current winding in maximum and effective values,

E_I, E_{Ief} — the e.m.f. induced in one of the voltage windings by the current winding in maximum and effective values,

F_{1a}, F_{2a}, F_{1aef}, F_{2aef} — the resulting m.m.f. in cores *1* and *2* in maximum and effective values,

Φ_a, Φ_{aef} — the magnetic flux resulting in one of the cores *1* or *2* in maximum and effective values,

n_U, n_I — the number of turns in the voltage and current windings,

$\underline{Z}_U$ — the total impedance of the two voltage windings of the MM determined by the active resistance and the leakage reactance, R_U and X_U,

$\underline{Z}_I$ — the total impedance of the two current windings of the MM, determined by the active resistance and the leakage reactance R_I and X_I,

$\underline{Z}_{US}$ — the supplementary impedance introduced in the voltage windings circuit,

$\underline{Z}_{CT}$ — the impedance corresponding to the current transformer CT.

$k_I = I_I/I$ — the transforming ratio of the CT,

E_M, E_{Mef} — the double frequency output e.m.f. of the MM in maximum and effective values,

n_e — the number of turns of the output winding,

U_c, I_c, F_c — the d.c. voltage, current and m.m.f.

$\underline{Z}_S$ — the charge impedance,

φ_U — the phase of the voltage,

φ_I — the phase of the current,

k_1, k_3 — constants in the approximation expression of the magnetization curve [1].

Received, January 6, 1971

Polytechnic Institute, Jassy,
Department of Electrical Drives
and Automation

REFERENCES

1. Bejan I., Balaban G., *Der als statisches Phasen Messungselement benützte magnetische Modulator mit Ausgang bei doppelter Frequenz.* Bul. Inst. polit. Iași, **XVI** (**XX**), *1–2*, s. III (1970).
2. Bejan I., Balaban G., *Cercetări privind funcționarea modulatorului magnetic ca element static de măsură a fazei.* Automatica și electronica, **15**, *4* (1971).
3. Bejan I., Balaban G., Voicu M., *Posibilități de creștere a mărimii de ieșire și a sensibilității modulatorului magnetic cu ieșire la frecvență dublă, folosit ca element de măsură a fazei.* Automatica și electronica, (to be published).

STUDIUL MODULATORULUI MAGNETIC CU IEȘIREA LA FRECVENȚA DUBLĂ, CA ELEMENT STATIC DE MĂSURĂ A DEFAZAJULUI DINTRE CURENT ȘI TENSIUNE

(Rezumat)

Se prezintă studiul teoretic și experimental al modulatorului magnetic (MM) cu ieșirea la frecvență dublă, conceput pentru măsurarea defazajului φ dintre tensiunea U și curentul I (fig. 1). Folosind două înfășurări pe fiecare miez, una de tensiune și alta de curent, conectate în mod potrivit, se dovedește că valoarea t.e.m. de ieșire E_M depinde de defazajul φ conform relației generale (18) iar faza sa inițială, ψ_M, conform relației (20).

În funcție de valoarea unghiului intern ψ_2 se poate obține t.e.m. de ieșire de forma (21) sau (24). În acest mod, cu ajutorul MM din fig. 1 poate fi controlat defazajul φ, deci puterea activă sau reactivă. În plus se găsește că în funcție de valoarea constantei m_Z (23), faza inițială ψ_M poate fi un multiplu, submultiplu, sau reproduce în mod exact valoarea lui φ. Această situație poate fi folosită pentru creșterea preciziei de măsurare a defazajului φ dacă se măsoară faza inițială ψ_M.

În ultima parte a lucrării sînt prezentate rezultatele încercărilor experimentale, efectuate pe un modulator magnetic cu $m_Z = m_R$.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. C. 621.317.39

A NEW TYPE OF LINEAR MOVEMENT TRANSDUCER

BY

IOSIF OLÁH and RODICA OLÁH

The paper deals with the theoretical posibilities of using a common device, the magnetic amplifier, as a linear movement transducer of relatively high power output. The results of experiments on laboratory prototypes are also given later in the paper.

In its simplest form (cf. [1], [3]... [5]) a transducer consists of a magnetic circuit, like the one given in Fig. 1 *a*, comprising two windings an a.c. load winding w_s, divided into two parts, and a d.c. control winding w_c.

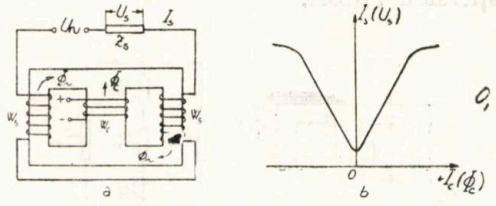


Fig. 1

The functioning of the transducer is also known to depend on the fact that the inductance of the a.c. windings at constant supply frequency is influenced by the combined flux effects of the load and control ampere-turns. Thus, the mean value of the load current or that of the voltage appearing across the load impedance may be controlled by the value of the d.c. flux Φ_c produced by the d.c. ampere-turns:

$$\Phi_c = \frac{I_c w_c}{R_m} = \frac{\theta_c}{R_m} \quad [\text{Wb}], \tag{1}$$

where I_c is the direct current flowing in the d.c. control winding, [A], w_c is the number of turns of the d.c. winding, wound around the central

core, θ_c is the ampere-turns in the winding w_c, [A], R_m is the reluctance of the magnetic circuit determined by flux Φ_c in the winding w_c, [A/Wb].

From literature and for practical purposes the transducer is controlled only by the d.c. current I_c for a given constant ratio w_c/R_m. In that case the characteristic $I_s = f(\theta_c)$ or $I_s = f(\Phi_c)$ are like those in Fig. 1*b*.

This devisce has the advantage of yielding substantial variations of the load current I_s for small variations of the drive current I_c, when magnetic materials of good quality are used, with high magnetic permeability and dynamic magetization characteristic as near as possible to the ideal one.

The features of this device (current gain, power gain, etc.) may be significantly improved by making use of external positive feedback, either magnetic or electric. In this case the d.c. magnetisation flux is:

$$\Phi_{cr} = \frac{\theta_c + k_r\theta_s}{R_m}, \tag{2}$$

where k_r is the feedback coeficient, θ_s is the ampere-turns engendred by the winding w_s, [A].

This paper discusses theoretical and practical principles of a new linear movement transducer, controlled by the flux Φ_c.

Let us consider the ferromagnetic core of the transducer in Figs. 1*a* and 2*a*, whose equivalent circuit is represented in fig. 2*b*, simplified by leaving out the dispersion fluxes.

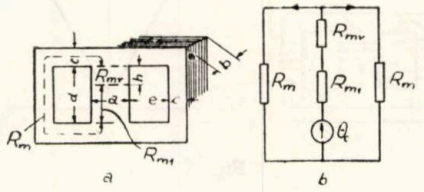


Fig. 2

As mentioned above, the usual procedure is to control the transducer through the flux Φ_c, i.e. using the variation of the d.c. current I_c, for a constant ratio w_c/R_m. From (1) and (2) it appears that similar results may be obtained by an appropriate modification of the reluctance of the magnetic circuit, if $I_c w_c$ has a constant value. In order to obtain these results the portion having the reluctance R_{mv}, whose height is h, of the central part, will have variable reluctance (fig. 2*a*). Thus, while preserving the basic control principle of the transducer (load current control through flux variations) we have a new device controlling the load current I_s in terms of the reluctance of the central part of the magnetic circuit.

Thus,

$$\Phi_c = \frac{\theta_c}{R_{m1} + R_{mv} + R_m/2}, \qquad [\text{Wb}], \tag{3}$$

where R_{m1} is the reluctance of the central part, whose height is $d - h$ and in which only the flux Φ_c flows,

$$R_{m1} = \frac{1}{\mu_{f1}} \cdot \frac{d-h}{ab} = k_1; \tag{4}$$

R_m is the reluctance of that portion where the resultant flux $\Phi_\sim \pm \Phi_c$ flows,

$$R_m = \frac{1}{\mu_f} \cdot \frac{2e + d + 4c}{cb} = \frac{k_2}{\mu_f(\Phi_c)}. \tag{5}$$

In relation (5) the dependence was taken into account of the magnetic permeability μ_f on the value of the flux in the d.c. magnetisation winding.

In order that this device might become a linear movement transducer, the reluctance R_{mv} must depend on a linear movement. If we denote by x the linear movement, it follows that $R_{mv} = g(x)$.

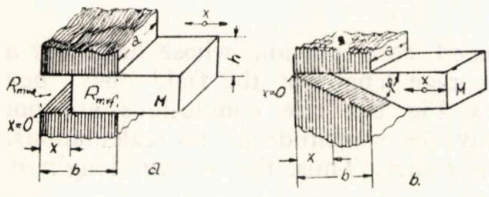


Fig. 3

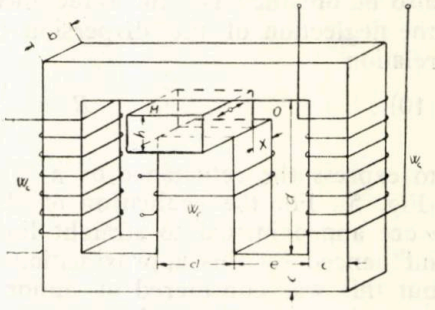


Fig. 4

For this purpose, alternative solutions are given in Fig. 3 as to the possible shapes of the central part of Fig. 2 *a*. Thus, by moving the mobile ferromagnetic armature M in a direction perpendicular to the sheets forming the core of the transducer (Fig. 4), the magnetic circuit will have variable reluctance.

In Fig. 3 *a*, the reluctance, în terms of the movement x of the mobile armature M, will be:

$$R_{mv} = \frac{R_{mva}\, R_{mvf}}{R_{mva} + R_{mvf}}, \tag{6}$$

where R_{mva} is the variable reluctance of the air gap before the section of central part of the core:

$$R_{mva} = \frac{1}{\mu_a} \cdot \frac{h}{ax}; \tag{7}$$

R_{mvf} is the variable reluctance of the core before the same section:

$$R_{mvf} = \frac{1}{\mu_{fM}} \cdot \frac{h}{a(b-x)}. \tag{8}$$

Here μ_f is the absolute magnetic permeability of the iron core in which the resultant flux $\Phi_\sim \pm \Phi_c$ flows, [H/m], μ_{f1} is the absolute magnetic permeability of the iron of the central part, whose height is $d-h$, [H/m], μ_{fM} is the absolute magnetic permeability of the mobile armature M, [H/m], μ_a is the absolute magnetic permeability of the air, a, b, h are the dimensions of the magnetic circuit, [m], x is the linear shifting of the mobile armature measured from the fixed reference point O (Fig. 3 a), [m].

By a few simple calculations we arrive at:

$$R_{mv} = \frac{1}{\mu_{fM}} \cdot \frac{h}{a} \cdot \frac{1}{b - x + (\mu_a/\mu_{fM})x} = g_1(x). \tag{9}$$

For the shape represented in Fig. 3 b an approximate expression may also be obtained for the reluctance R_{mv}. A few simplifications are needed — the neglection of the dispersion fluxes and the adoption of the following relation

$$R_m \simeq \frac{1}{\mu_a} \cdot \frac{l_m}{s} + \frac{1}{\mu_{f1}} \cdot \frac{l_m}{s} \tag{10}$$

to express the reluctance of a V-shaped core portion whose height is h (Fig. 5). For the evaluation of the average lenght of the field lines, they were approximated to straight lines (s. Fig. 5). The conclusions are not influenced by this approximations, only the exactitude of the calculations, but this was considered of minor importance. Thus, the average lenght of a portion, whose breadth is s, will be:

$$l_m = s \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}. \tag{11}$$

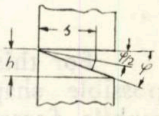


Fig. 5

After a few simple calculations, the reluctance of the portion whose height is h (Fig. 3 b) is seen to be:

$$R_{mv} = \frac{1}{\mu_a} \cdot \frac{x \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}}{ab \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} \left/ \cos^2\varphi - x\left(a \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} - \sin\varphi\right)\right.} + \frac{1}{\mu_{f1}\, a} \cdot \left(\frac{h}{2b} + \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\right) = g_2(x). \tag{12}$$

By correlating now the expressions (1)... (3), (9) and (12) the following relations will be found for the d.c. fluxes of the two cases (Fig. 3):

a) For the case represented in Fig. 3*a*:

$$(13)\quad \Phi_c = \frac{\theta_c}{k_1 + k_2/\mu_f(\Phi_c) + g_1(x)}, \qquad (14)\quad \Phi_{cr} = \frac{\theta_c + k_r\,\theta_s}{k_1 + k_2/\mu_f(\Phi_{cr}) + g_1(x)}.$$

b) For the case represented in Fig. 3*b*:

$$(15)\quad \Phi_c = \frac{\theta_c}{k_1 + k_2/\mu_f(\Phi_c) + g_2(x)}, \qquad (16)\quad \Phi_{cr} = \frac{\theta_c + k_r\,\theta_s}{k_1 + k_2/\mu_f(\Phi_{cr}) + g_2(x)}.$$

Here:

$$(17)\quad k_1 = \frac{1}{\mu_{f1}} \cdot \frac{d-h}{ab}, \qquad (18)\quad k_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{2e+d+4c}{bc}.$$

From (13)... (18) the theoretical possibility of achieving a linear movement transducer becomes thus apparent.

As the equations described above are rather complicated, it is difficult to ascertain the exact influence of x on Φ_c or I_s. This is primarily due to the magnetic permeability of the core depending on the d.c. flux Φ_c.

We have consequently endeavoured in this paper to ascertain experimentally the dependence

$$(19)\quad I_s = F(x).$$

Two prototypes were made for this purpose, as seen in Figs. 3 and 4, with the following characteristics:

a) The core: normal transformer steel sheel type $E-10$ with the following dimensions (Figs. 2*a* and 4): $a = 20$ mm, $b = 12$ mm, $c = e = 10$ mm, $d = 30$ mm.

b) The winding: $w_s/2 = 400$ turns, $\varnothing = 0.28$ mm; $w_c = 700$ turns, $\varnothing = 0.28$ mm; $w_r = 800$ turns, $\varnothing = 0.28$ mm; $I_s = I_r$.

Prototype I: mobile armature as in Fig. 3*a*, $h = 4$ mm.

Prototype II: mobile armature as in Fig. 3*b*, $\varphi = 15°$.

The experimental curves $I_s = F(x)$ are given in Figs. 6... 8. The prototype was that of Fig. 3*a* and the characteristics were drawn for various load resistance values and a.c. supply voltage for two constant values of the ampere-turns θ_c either without feedback (Figs. 6 and 7) or with it (Fig. 8). The prototype of Fig. 3*b* has the corresponding characteristics drawn in Fig. 9.

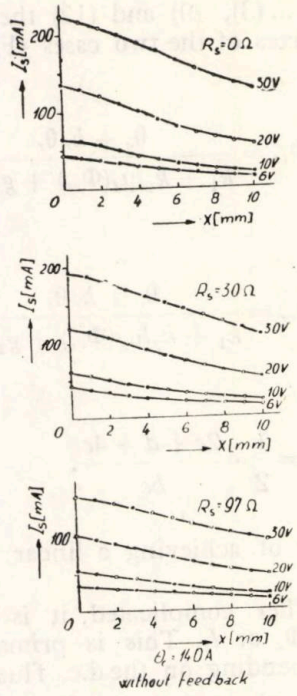


Fig. 6

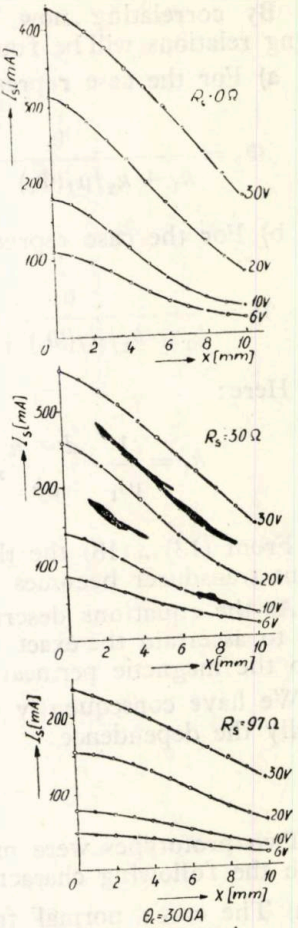


Fig. 7

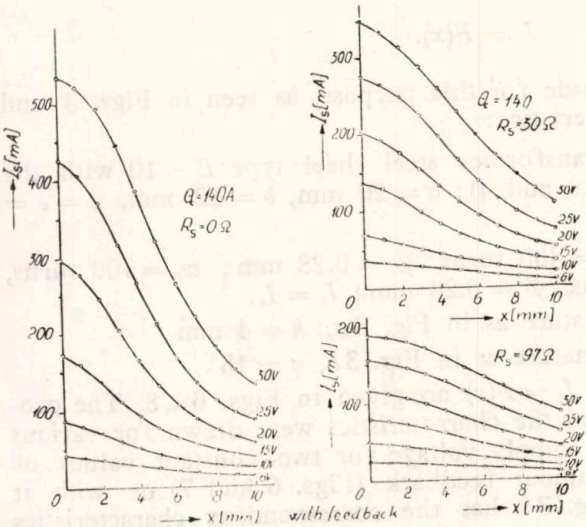


Fig. 8

The features of the new transducer are made evident in Figs. 10 and 11, where the curves maximum sensitivity/a.c. supply voltage are given for various values of the load resistance.

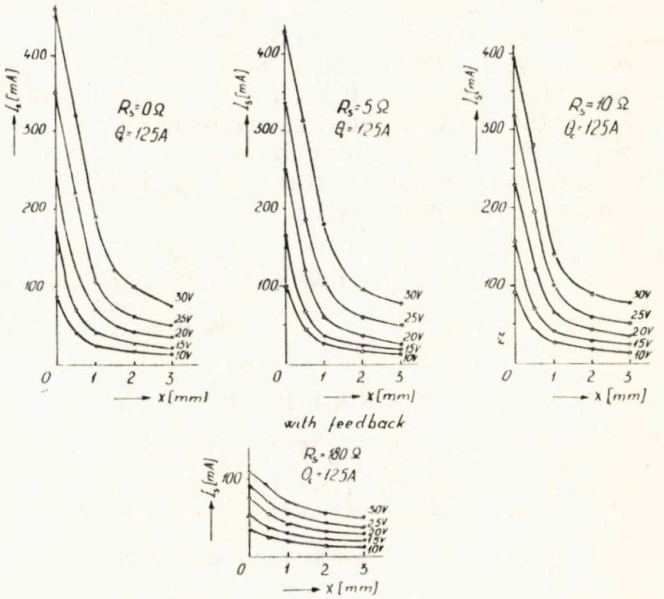


Fig. 9

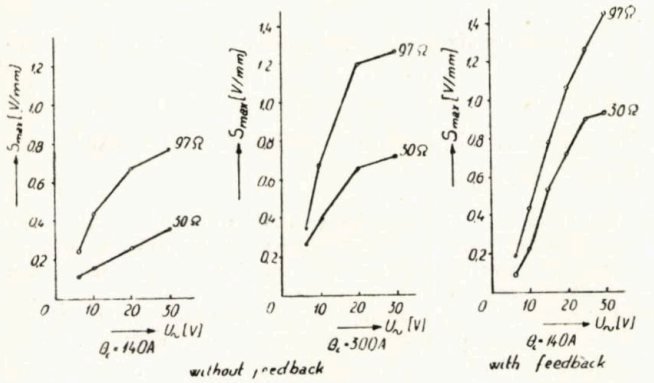


Fig. 10

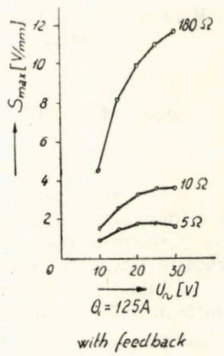


Fig. 11

Conclusions

1. The experimental characteristics given in Figs. 6...9 prove the possibility of achieving a new movement transducer whose functioning does not require any power amplifier, since, conveniently designed, the trans-

ducer can yield substantial d.c. power outputs with a maximum sensitivity of 350 mA/mm in the case represented in Fig. 3 *b*.

2. The features of the experimental prototypes are comparable to those of the newest movement transducers in the world; the sensitivity of the second prototype (Fig. 3 *b*) is 11,5 V/mm.

3. The sensitivity and the linearity range of the new transducer are dependent, as sees from Figs. 6...11, on the a. c. supply voltage, the ampere-turns θ_c, on the positive external magnetic feedback coefficient k_r and on the shape of the magnetic circuit (h and φ respectively).

4. Considerable amelioration of this new amplifynig transducer will constitute the subject of a future paper.

Received, June 8, 1971

Polytechnic Institute, Jassy,
Department of Electrical Drives and Automation
and
Department of Electroenergetic

REFERENCES

1. Storm H. F., *Amplificateurs magnétiques,* (translated from English). Dunod, Paris, 1960.
2. Pellegrin M., Gille J. G., Decaulne P., *Elementele sistemelor de reglare automate,* (translated from French). Ed. Tehn., Buc., 1963.
3. Юревич Е. И., *Электромагнитные устроиства автоматики.* Изд. Энергия, М.-Л., 1964.
4. Аранович Б. И., Шамрая Б. В., *Электромагнитные устроиства автоматики.* Изд. Энергия, М., 1965.
5. Geyger W. A., *Dispozitive magnetice neliniare,* (translated from English). Ed. Tehn., Buc., 1968.
6. Grave H. F., *Măsurarea electrică a mărimilor neelectrice,* (translated from German). Ed. Tehn., Buc., 1968.
7. Roots W. K., *Capteurs de déplacements et de forces.* Automatisme, **XIV**, *4, 11, 12,* (1969); Ibid., **XV**, *3* (1970).

ASUPRA UNUI NOU TIP DE TRADUCTOR DE DEPLASARE LINIARĂ

(Rezumat)

Se expun, mai întîi, posibilitățile teoretice de folosire ca traductor de deplasare liniară a unui element cunoscut — transductorul, care pe lîngă măsurarea deplasărilor respective permite și obținerea unui semnal de ieșire de putere relativ mare în comparație cu toate celelalte tipuri de traductoare de deplasare cunoscute.

Funcționarea noului dispozitiv se bazează pe comanda unui transductor prin fluxul continuu, însă variația necesară de flux nu se obține pe seama curentului de comandă la $w_c/R_m =$ = const., așa cum se descrie în literatura de specialitate, ci pe seama modificării reluctanței circuitului prin care circulă acest flux, la $I_c w_c =$ const. În acest mod, alegînd o configurație adecvată a acestui circuit magnetic, în care reluctanța depinde de o deplasare liniară, se obține un nou tip de traductor de deplasare.

În final sînt prezentate rezultatele obținute în baza încercărilor experimentale la care au fost supuse prototipurile realizate. Aceste rezultate confirmă posibilitatea realizării unor traductoare de deplasare liniară pe baza transductoarelor și scot în evidență faptul că performanțele noului tip de traductor sînt comparabile și chiar superioare performanțelor celor mai noi tipuri de traductoare de deplasare realizate pe plan mondial.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAȘI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secția III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. D. 621.316.718.5; 621.313.233.021.3

SUR UNE POSSIBILITÉ DE RÉGLER LA VITESSE DU MOTEUR ASYNCHRONE À COMMANDE DANS LE ROTOR EN EMPLOYANT DES AMPLIFICATEURS MAGNÉTIQUES*)

PAR

I. ȚIȚARIU et MIRCEA DIACONESCU

1. Introduction

L'emploi des amplificateurs magnétiques, éléments statiques et robustes, représente une solution simple et économiques dans certains systèmes de commande réglables par des moteurs asynchrones.

Si l'on introduit des amplificateurs magnétiques dans le circuit du stator en vue de modifier la tension d'alimentation du moteur asynchrone, le flux du moteur se trouve modifié et le régime thermique impose l'emploi du moteur à des puissances basses, pour des vitesses réduites. Par cette voie on peut réaliser une commande réversible du moteur.

Pour les moteurs asynchrones à bagues, l'introduction dans le circuit rotorique des amplificateurs magétiques permet de modifier le couple développé par le moteur, donc la vitesse, en modifiant le courant rotorique selon la relation:

$$M = k_m \Phi I_{2a}, \tag{1}$$

ou Φ représente le flux du moteur, déterminé principalement par la tension statorique, I_{2a} — la composante active du courant rotorique, k_m — constante de proportionalité.

Ce schéma de réglage ne permet pas d'inverser le sens de rotation.

Nous nous sommes proposés d'étudier la possibilité d'employer l'amplificateur magnétique triphasé en montage Ramey, en vue de modifier le couple ou la vitesse du moteur asynchrone à bagues.

2. Considérations générales

C'est un fait connu [2] que lorsqu'il y a connexion de trois amplificateurs magnétiques triphasés en montage de Ramey, les enroulements de travail et de commande sont réunis en un seul. La fig. 1 présente un

*) Présentée lors de la session scientifique de la l'Institut Polytechnique de Jassy, 2—4 juillet 1970.

tel schéma, à charge R_s, alimenté en courant continu. Les circuits des enroulements de commande reproduisent d'une manière identique le schéma du circuit de travail, mais le sens de conduction des redresseurs D_2 est inversé.

Il est nécessaire de brancher sur les bornes $a - b$, en vue de la commande, une source de courant continu réglable E_c, ou bien une résistance réglable R_c, à l'aide de laquelle on modifie l'état d'aimantation des noyaux, au cours de l'alternance de travail.

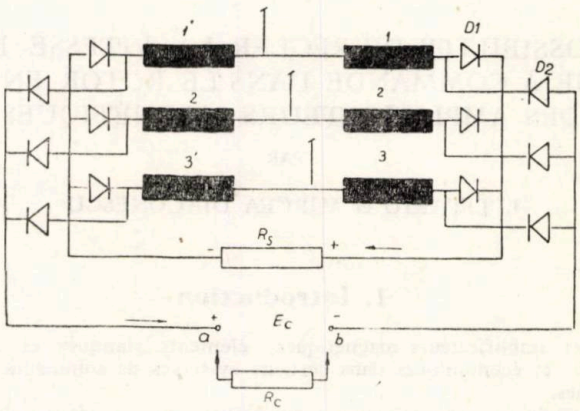


Fig. 1

L'alternance de commande pour chaque noyau est celle qui correspond à la conduction à travers la diode D_2. L'alternance qui correspond à la conduction de la diode D_1 constitue l'alternance de travail.

Si la tension de commande E_c ou la résistance R_c est nulle, la tension de sortie aux bornes de la résistance R_s est pratiquement nulle. Dans ce cas on applique aux enroulements de chaque amplificateur, pendant toute la durée des alternances, la même tension $\pm U_{max} \sin \omega t$, qui produit une variation de l'induction entre $+B_s$ et $-B_s$, où l'on a noté par B_s l'induction de saturation pour un noyau ayant la courbe d'aimantation idéalisée répresentée dans fig. 2. Dans cette situation les noyaux sont toujours nonsaturés et le courant du circuit a une valeur minima.

Si la tension de commande E_c ou la résistance R_c augmentent pendant l'alternance de commande, la tension appliquée à l'enroulement, évidemment plus petite, ramène l'induction dans le noyau uniquement jusqu'à la valeur B_c (fig. 2). Dans ce cas, le noyau présentera pendant l'alternance de travail (fig. 3) une réactance très grande pour la durée t_1, nécessaire à la variation de l'induction de B_c à B_s, variation produite par la tension d'alimentation $U_{max} \sin \omega t$. Pour $t > t_1$ le noyau est saturé, sa réactance diminue théoriquement jusqu'à zéro et la tension de la source est appliquée sur la charge.

La valeur de l'angle ωt_1, dénommé *angle de saturation*, peut être déduite de la relation qui donne la variation de l'induction:

$$(2) \qquad \Delta B = B_s - B_c = -\frac{1}{\omega NS}\int_0^{\alpha_s} U_{\max} \sin \omega t \, \mathrm{d}(\omega t) = \frac{U_{\max}}{\omega NS}(1 - \cos \alpha_s),$$

où: N représente le nombre des spires et S — l'aire de la section du noyau.

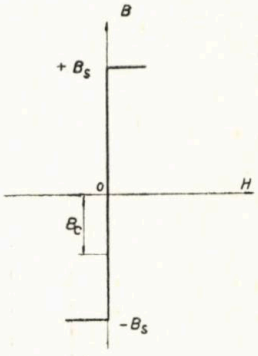


Fig. 2

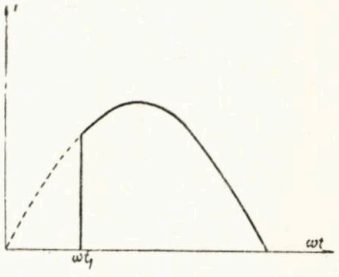


Fig. 3

Il résulte donc que par la modification de l'induction de commande entre $-B_s$ et $+B_s$ on peut modifier la valeur de la tension appliquée à la charge. Pour $B_c = B_s$ et $\Delta B = 0$ on obtient la valeur maxima de cette tension.

Comme la tension applique $U_{\max} \sin \omega t$ et choisie de telle manière qu'elle provoque la variation de l'induction dans le noyau entre les valeurs $-B_s$ et $+B_s$, il en résulte que pendant l'alternance de commande le noyau est toujours non-saturé et par conséquent le courant contrôlé dans ce circuit par la source E_c ou la résistance R_c a une valeur réduite, même pour les noyaux dont la courbe d'aimantation a une nonlinéarité moyenne.

3. Emploi de l'amplificateur magnétique triphasé en montage de Ramey, dans le circuit rotorique du moteur asynchrone, pour la modification du courant rotorique

L'amplificateur magnétique triphasé est constitué par trois amplificateurs monophasés (six réactances) alimentés par les trois phases du circuit rotorique (fig. 4). Le circuit de travail est fermé en court-circuit ou sur une inductance de lissage. La commande est effectuée á l'aide d'un transistor T.

La tension d'alimentation $e_2 = \sqrt{2}E_2 \sin \omega_2 t$ modifie son amplitude et sa fréquence en fonction du glissement, à savoir:

$$E_2 = E_{20}\, s, \quad f_2 = f_1\, s, \tag{3}$$

où: E_{20} représente la valeur efficace de la t.e.m. dans une phase rotorique, si le moteur est calé, s — le glissement et f_2 — la fréquence rotorique.

Si l'on choisit l'amplificateur magnétique en tenant compte du fait qu'en régime à vide (noyaux non-saturés) la variation de l'induction est déterminée par une moitié de la tension de ligne, alors:

$$\frac{\sqrt{3}\sqrt{2}E_2}{2} = 4{,}44 f_2 N S B_s. \tag{4}$$

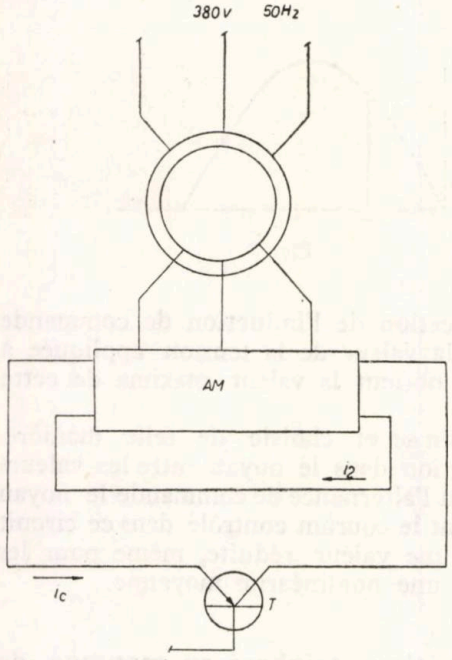


Fig. 4

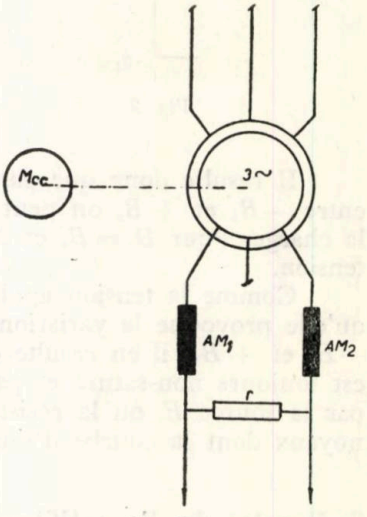


Fig. 5

Étant donné que selon les relations (3), à la modification de la tension E_2 se produit aussi une modification de la fréquence, $E_2/f_2 = E_{20}/f_1 = k$, il en résulte que la relation (4) est satisfaite à chaque valeur du glissement et, par conséquent, l'état du noyau peut être modifié grâce au circuit de commande, de même que pour l'alimentation à une tension à amplitude et fréquence constantes.

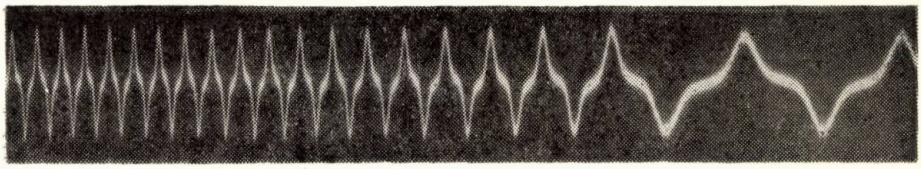


Fig. 6

Il résulte aussi que, du moins pour les noyaux à non-linéarite prononcée de la courbe d'aimantation et en grande mesure pour les autres noyaux aussi, l'encombrement des amplificateurs n'est pas, généralement, influencé par la fréquence rotorique basse, si l'on tient compte aussi de la diminution de la tension appliquée aux bornes des enroulements.

En vue de vérifier par voie expérimentale cette conclusion on a connecté dans le circuit rotorique, sur deux phases, deux réactances AM_1 et AM_2, calculée chacune pour $\sqrt{3}\sqrt{2}\,E_{20}/2$, $f = 50$ Hz (fig. 5).

Comme le moteur asynchrone a uniquement deux phases rotoriques fermées sur une impédance très grande, il ne développe pas un couple et $s = 1$. En vue d'obtenir des glissements différents on fait entraîner le moteur asynchrone à l'aide d'une machine à courant continu, le glissemment étant alors $s = (n_0 - n_{cc})/n_0$, où n_{cc} est la vitesse variable de la machine à courant continu, dans le sens du champ tournant du stator du moteur asynchrone et n_0 — la vitesse de synchronisme.

On a relevé l'oscillogramme du courant dans le circuit rotorique pour divers glissements, respectivement fréquences f_2 et tensions E_2 (fig. 6). On remarque que dans ces conditions l'amplitude du courant reste constante pour une variation de la fréquence de 50 Hz à 7 Hz (variation du glissement de $s = 1$ à $s = 0{,}14$).

L'indication donnée par un appareil de mesure connecté aux bornes de la résistance r est pratiquement constante par rapport au glissement et diminue brusquement à zéro pour les glissements très proches de $s = 0$ si $E_2 = 0$ et $f_2 = 0$.

On remarque, dans le schéma de la fig. 4, que si le transistor T est en conduction totale, les enroulements de l'amplificateur magnétique sont traversés par les courants d'aimantation dans chaque semi-periode. Les noyaux seront en permanence non-saturés, le courant rotorique aura la valeur minima et on déduit de la relation (1) que le couple développé par le moteur sera aussi minimum. Cette situation correspond à la vitesse minima du moteur pour un couple donné. Si le transistor est commandé vers le blocage, à la limite où le transistor est bloqué $B_c = B_s$ et $\alpha_s = 0$, les noyaux sont complètement saturés pour la durée de l'alternance de travail et l'on obtient la valeur maxima du courant rotorique, voire de la vitesse maximum pour un couple résistant constant.

En vue de déterminer la caractéristique mécanique on supposera le flux du moteur constant.

On considère un circuit équivalent de calcul sur une phase rotorique (fig. 7) et on observe que si l'amplificateur magnétique est saturé à un angle α_s, la tension produit un courant I_2 à travers l'impédance Z_2 pendant la durée λ. Pour le cas général d'une charge Z_2 inductive la durée de la conduction se prolonge même au-delà de $\omega_2 t = \pi$, le courant étant entretenu par la tension de self-induction $L\mathrm{d}i/\mathrm{d}t$.

Si l'on note par $x = \alpha_s + \lambda - \pi$, la tension sera considérée appliquée à l'impedance de charge dans les intervalles $[0, x]$ et $[\alpha_s,\ \alpha_s + \lambda]$ (fig. 8) c'est-à-dire :

$$(5)\qquad e_2(\omega_2 t) = \begin{cases} \sqrt{2}E_2 \sin \omega_2 t & \text{pour} \quad n\pi + \alpha_s \leqslant \omega_2 t \leqslant n\pi + \alpha_s + \lambda, \\ 0 & \text{pour} \quad n\pi + \alpha_s + \lambda \leqslant \omega_2 t \leqslant n\pi + \alpha_s. \end{cases}$$

On décompose la fonction périodique $e_2(\omega_2 t)$ en série Fourier:

$$e_2(\omega_2 t) = \frac{a_0}{2} + a_1 \sin \omega_2 t + b_1 \cos \omega_2 t + \ldots + a_n \sin n\omega_2 t + b_n \sin n\omega_2 t + \ldots .$$

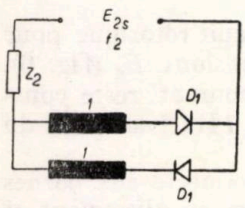
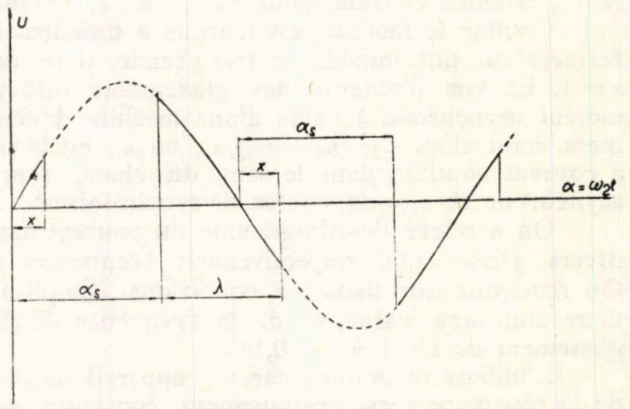


Fig. 7



Fig, 8

Compte tenant que $e_2(\omega_2 t) = -e_2(\omega_2 t + \pi)$ il en résulte: $a_0 = 0$, $a_{2k} = 0$, $b_{2k} = 0$. L'harmonique fondamentale a les composantes:

$$(6)\qquad \begin{cases} a_1 = \dfrac{2}{\pi}\left[\displaystyle\int_0^x \sqrt{2}E_2 \sin^2 \omega_2 t \, \mathrm{d}(\omega_2 t) + \int_{\alpha_s}^{\pi} \sqrt{2}E_2 \sin^2 \omega_2 t \, \mathrm{d}(\omega_2 t)\right], \\ b_1 = \dfrac{2}{\pi}\left[\displaystyle\int_0^x \sqrt{2}E_2 \sin \omega_2 t \cos \omega_2 t \, \mathrm{d}(\omega_2 t) + \int_{\alpha_s}^{\pi} \sqrt{2}E_2 \sin \omega_2 t \cos \omega_2 t \, \mathrm{d}(\omega_2 t)\right]. \end{cases}$$

En effectuant les calculs et en remplaçant $x = \alpha_s + \lambda - \pi$ on obtient finalement:

$$(7)\qquad a_1 = \frac{\sqrt{2}E_2}{\pi}[\lambda - \sin\lambda \cos(2\alpha_s + \lambda)], \quad b_1 = \frac{\sqrt{2}E_2}{\pi} \sin\lambda \sin(2\alpha_s + \lambda).$$

La valeur efficace de la fondamentale est:

$$(8)\qquad E_2^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{a_1^2 + b_1^2} = \frac{\sqrt{2}E_2}{\sqrt{2}\pi}\sqrt{\lambda^2 - 2\lambda \sin\lambda \cos(2\alpha_s + \lambda) + \sin^2\lambda} = E_2 f(\lambda, \alpha_s)$$

où:

$$(9) \qquad f(\lambda, \alpha_s) = \frac{1}{\pi}\sqrt{\lambda^2 - 2\lambda \sin\lambda \cos(2\alpha_s + \lambda) + \sin^2\lambda}.$$

Il résulte pour l'harmonique de l'ordre $2k+1$:

$$(10)\ E_2^{(2k+1)} = \frac{\sqrt{2}E_2}{\sqrt{2}\pi}\sqrt{\frac{\sin^2(k+1)\lambda}{2(k+1)^2} + \frac{\sin^2 k\lambda}{2k^2} - \frac{\cos(2\alpha_s+\lambda)}{2k(k+1,}[\cos\lambda - \cos(2k+1)\lambda]}.$$

Vu que le rotor a la connexion en étoile, sans conducteur de nul, les harmoniques d'ordre trois et multiples de trois ont la même phase dans les trois enroulements et par conséquent les courants qui correspondent à ces harmoniques sont nuls.

Si l'on prend en considération uniquement l'harmonique fondamentale $E_2^{(1)}$ de la tension rotorique on peut écrire la valeur du couple développé par le moteur:

$$(11) \qquad M = km\Phi \frac{E_2^{(1)}(r_2 + r_s)}{(r_1 + r_s)^2 + x_2^2 s^2},$$

où r_s représente la résistance de l'enroulement de travail et celle de la diode D_1 en sens direct, r_2 et x_2 sont la résistance et respectivement la réactance de dispersion de l'enroulement rotorique.

À l'alimentation dans le schéma normal de fonctionnement, le couple a l'expresion:

$$(12) \qquad M_{AN} = km\Phi \frac{E_2 r_2}{r_2^2 + x_1^2 s^2}.$$

Il résulte des relations (8), (11), (12):

$$(13) \qquad M = M_{AN}\frac{r_2 + r_s}{r_2} \cdot \frac{r_2^2 + x_2^2 s^2}{(r_2 + r_s)^2 + x_2^2 s^2} f(\lambda, \alpha_s).$$

Lorsque la durée de conduction est maxima ($\lambda = \pi$) il résulte $f(\lambda, \alpha_s) = 1$ et le moteur fonctionne sur une caractéristique artificielle déterminée par la résistance supplémentaire r_s du circuit rotorique.

Si $x_2 s \ll r_2 + r_s$ — ce qui est valable pour les glissements petits — on obtient une relation simple de liaison entre α_s et λ déduite du fonctionnement de l'amplificateur sur une charge purement résistive, à savoir:

$$\alpha_s = \pi - \lambda.$$

Lorsqu'on prend en considération l'inductance du circuit on peut admettre aussi une relation approximative de la forme:

$$(14) \qquad \alpha_s + \lambda = \pi + \varphi_2 \quad \text{où} \quad \operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{x_2 s}{r_2 + r_s}.$$

On détermine ainsi, pour un certain glissement et un angle fixé (les paramètres du moteur étant connus) λ, $f(\lambda, s)$ et finalement le couple du moteur correspondant au glissement s.

Quant à l'influence qualitative des harmoniques supérieures on peut affirmer que les harmonique d'ordre 5 (et multiples de 5) forment un système de succession inverse. Le flux créé par ce système a la fréquence $5sf_1$ et tourne en sens inverse par rapport au rotor à la vitesse:

$$n_s = 5n_0 s = 5n_0 - 5n.$$

La vitesse de ce flux est, par rapport au stator, $-5n_0 + 6n$. La fréquence des courants induits dans le stator est par conséquent:

$$f = \frac{p(-5n_0 + 6n)}{60} = f_1\left(6\frac{n}{n_0} - 5\right). \tag{16}$$

Pour $n < \frac{5}{6}n_0$ le flux dans l'entrefer — en considérant la machine équivalente au stator en court-circuit — tourne en sens inverse pat rapport au rotor. Sur le stator s'exerce un couple qui tend à le faire tourner dans le même sens que le flux, c'est-à-dire dans le sens contraire au mouvement du rotor. Le stator étant fixe, il s'ensuit que ce couple s'exerce sur le moteur et se dirige dans le sens de son mouvement. Le couple donné par l'harmonique d'ordre 5 s'additionne donc au couple principal déterminé par la fondamentale. Pour $n > \frac{5}{6}n_0$ le couple créé par l'harmonique d'ordre 5 est soustrait du couple principal.

On peut montrer d'une manière similaire que les harmoniques d'ordre 7 et multiples de 7 forment des systèmes de succession directe et que pour $n < \frac{7}{6}n_0$ le couple donné par l'harmonique d'ordre 7 est soustrait du couple principal. Dans la zone de réglage ($s = 0{,}16 \ldots 1$) les deux couples ont des actions contraires et leur amplitude est réduite dar rapport à celle de la fondamentale.

4. Résultats expérimentaux

On a employé, au cours des recherches, un moteur asynchrone ayant les caractéristiques:

$$P_n = 3\,\text{kW},\ U = 380\,\text{V},\ n = 920\,\text{rot/min},\ \cos\varphi_1 = 0{,}76,$$
$$E_{20} = 44\,\text{V},\ I_2 = 26{,}3\,\text{A},\ r_2 = 0{,}108\,\Omega.$$

et trois amplificateurs magnétiques AMSU — 3*b* ayant chacun $P = 300$ VA.

Les enroulements de travail des deux colonnes d'un noyau ont été liés en parallèle.

Les six diodes D_2 du circuit de commande sont dimensionnées pour le courant d'aimantation maximum qui les parcourt. Pour la conduction totale du transistor T le courant maximum dans le circuit de commande était d'environ 200 mA, donc $I_{D2} \cong 67$ mA.

Vu que les amplificateurs ne sont pas construits pour être employés à des courants rotoriques, leur résistance influence beaucoup la valeur de r_s qui détermine la caractéristique mécanique limite pendant le fonctionnement en régime de saturation complète des noyaux.

On peut réaliser très simplement la commande de l'amplificateur magnétique en utilisant le schéma de la fig. 9. Le transistor T_1 du circuit de commande, dans le montage à émetteur commun, est commandé par une source de courant continu, à l'aide d'un potentiomètre.

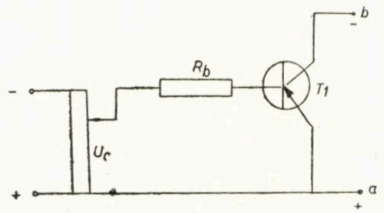


Fig. 9

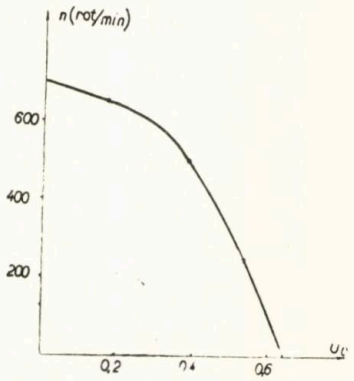


Fig. 10

Lorsque la base est négativée d'une manière adéquate (environ 0,6 V) le transistor T_1 conduit et l'on obtient la valeur minima de la vitesse. L'augmentation de la tension produit la modification de la résistance collecteur — émetteur, de sorte que le courant de commande se trouvera diminué et le courant augmentera dans le circuit de travail.

La fig. 10 présente la caractéristique de commande $n = f(U_c)$ pour un couple constant $M = 0{,}3\, M_n$; les caractéristiques mécaniques sont données en pointillé (fig. 12).

On utilise, en vue d'obtenir des caractéristiques rigides, une réaction de vitesse tout comme dans la fig. 11. Le montage représente en fait un amplificateur à deux transistors. Lorsque le transistor T_2 est bloqué, c'est T_1 qui se trouve en conduction et inversement.

La tension de commande appliquée sur le transistor T_2 est $U_c = U_p - U_{TG}$. Pour $U_p = \text{const.}$ on observe que la vitesse diminue avec la charge; U_{TG} diminuera donc aussi. La tension de commande augmentera et la vitesse sera établie à une valeur évidemment supérieure à celle ou cette réaction serait absente.

Dans la fig. 12 on présente en trait continu les caractéristiques obtenues en employant la reaction de vitesse.

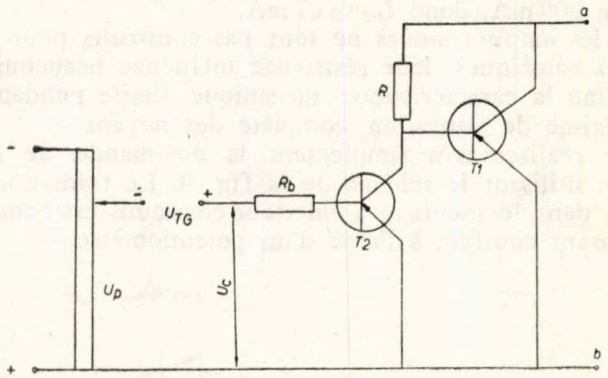


Fig. 11

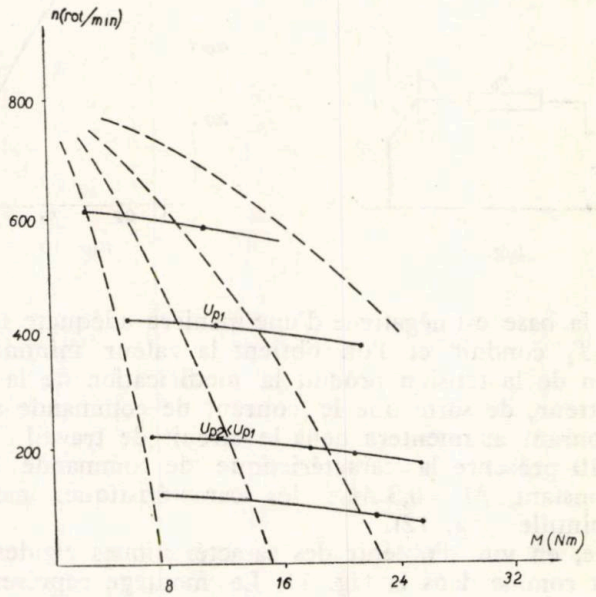


Fig. 12

La fig. 13 réprésente l'oscillogramme au démarrage du moteur avec couple résistant réduit. Dans la partie supérieure on a enregistré la variation du courant rotorique sur une phase, ensuite la variation du courant statorique et, enfin, la variation de la tension e_2 entre les phases de l'enroulement rotorique.

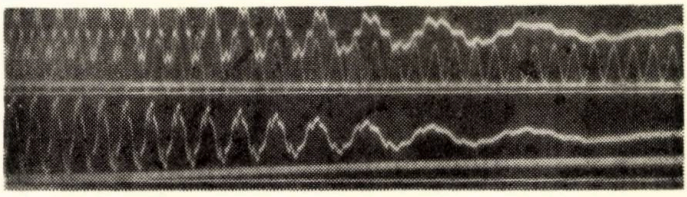


Fig. 13

La fréquence du courant i_2 et celle de la tension e_2 baissent de 50 Hz à environ 10 Hz au cours de $t = 0{,}6$ sec. On observe la forme sinusoïdale du courant statorique, de même que l'existence des harmoniques dans le courant rotorique, s'il n'y a pas une bobine de lissage dans le circuit de travail.

5. Conclusions

Le schéma présenté en vue de la modification de la vitesse d'un moteur asynchrone à bagues présente les avantages suivants par rapport aux autres schémas utilisant des amplificateurs magnétiques en montage classique :

1. Absence des enroulements de commande, ce qui permet une exécution simple des amplificateurs magnétiques. On peut augmenter sensiblement leur puissance au même encombrement, grâce à l'absence des autres enroulements.

2. Commande unique et simple des amplificateurs, grâce au schéma même. Au lieu du transistor on peut employer directement un potentiomètre, si les caractéristiques sans réaction sont favorables à la commande.

3. Possibilité d'obtenir des vitesses réduites et des formes différentes des caractéristiques mécaniques par l'utilisation des réactions.

Les désavantages sont liés à l'apparition des harmoniques dans le courant rotorique. De même, les qualités du schéma telles que l'amplification en puissance, game de réglage, dépendent de la qualité du noyau magnétique des amplificateurs. Le schéma ne permet pas une utilisation à récupération de l'énergie rotorique. On constate toutefois la possibilité d'utiliser des amplificateurs magnétiques classiques indigènes, possibilité vérifiée sur l'installation réalisée.

Reçue le 22 mars 1971

Institut Polytechnique, Jassy,
Chaire d'Utilisations électriques
et d'Automations

BIBLIOGRAPHIE

1. Boțan N. V., *Bazele calculului acționărilor electrice.* Ed. Tehn., Buc., 1970.
2. Damsker D., *Principii și mijloace noi de automatizare a acționărilor electrice.* Ed. Acad. R.P.R., Buc., 1964.
3. Lappe R., *Drehzahlregelung von Induktionsmotoren mit magnetischen Verstärken.* Ztschr für Messen, Steuern und Regeln, *5*, 193–199 (1961.)
4. Pio E., *Théorie simplifiée et calcul pratique des amplificateurs magnétiques.* Dunod, Paris, 1965.

ASUPRA UNEI POSIBILITĂŢI DE REGLARE A VITEZEI UNUI MOTOR ASINCRON CU COMANDA ÎN ROTOR, FOLOSIND AMPLIFICATOARE MAGNETICE

(Rezumat)

Se studiază posibilitatea de utilizare a amplificatorului magnetic trifazat în montaj Ramey pentru modificarea cuplului sau vitezei unui motor asincron cu inele.

Se arată teoretic şi experimental că introducerea amplificatorului magnetic în circuitul rotoric, la care tensiunea şi frecvenţa variază simultan şi în acelaşi sens, nu afectează posibilitatea de comandă a schemei propuse.

Se stabileşte apoi expresia cuplului dezvoltat de motor, ţinînd seama de armonica fundamentală a tensiunii rotorice.

În ultima parte a lucrării se prezintă rezultatele experimentale obţinute, folosind pentru comanda amplificatorului magnetic schemele din fig. 9 şi 11.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

D. C. 621.316.54

CONTROLLED SWITCH CIRCUITS WITHOUT CONTACTS *)

BY

ADRIAN CREŢU, I. SUCHAR and VIANOR BOICIU

1. Introduction

The main disadvantage of the electromechanic switches is their incapability of answering rapidly and accurately to precise controlling signals because of the moments of inertia of the moving masses [3]. So, for instance, the electromagnetic switches of usual sizes have a minimum time-delay until closing (or opening) the contacts about 0.01 sec from the moment when the control is on. Practically, electronic switches are used frequently; they are characterized by drive-time substantial lesser, compared with electromechanic switches, which offer the opportunity to avail them in circuits with high switch-frequency, utilization time practically unlimited, very low consumption of power for controlling, absence of noises, vibrations, sparks and electric arcs. Electronic switches allow also the determination with a good accuracy of the beginning or of the ending of a certain process; they offer the opportunity of drive-time regulation, and in the A.C.-work the opening of the switch occurs at the moment when the current is reaching its zero-value, that avoids the appearance of overvoltages for circuits with inductive load.

In the present paper new switch circuits without contacts are proposed which enables the avoiding of some disadvantages of the actual circuits.

2. A. C. Controlled Switches without Contacts

a) The switching in and the disconnection of a receiver Z to an A. C. source is realized by means of a switch, whose diagram is given in Fig. 1. The main element of this switch is the thyratron T_r which contains in the anode circuit the A. C. source having the voltage U_a, and the receiver. An original controlling procedure is used for realising the ignition and the blocking of the thyratron, respectively for switching in and releasing the switch. This implies the use of a series ferroresonant

*) Presented at the scientific session of the Polytechnic Institute of Jassy, July 2–4, 1970.

circuit, whose non-linear inductivity L can be modified by pre-magnetization of the core with a continuous external magnetic field, produced by a mobile permanent magnet.

The controlling impulses for the grid of the thyratron are taken from the resistance R and they are superposed on the voltage E_g of the negative bias.

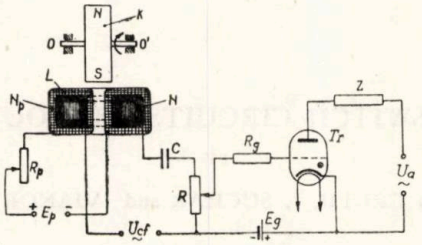


Fig. 1

When the permanent magnet K, which can turn around the OO'-axis, takes the position showed in Fig. 1, its magnetic flux determines a value L_f of the non-linear inductivity, corresponding to the assumption in resonance of the R, L, C circuit and the current in this circuit steps up. The voltage impulses obtained on the resistance R will produce the ignition of the thyratron. If the permanent magnet K will turn with a certain angle from its initial position, the inductivity L is modified, the R, L, C circuit operates off resonance and the jump of current from the heavy current characteristic to weak current characteristic is produced; the thyratron will be extinguished at the first passing through zero of the anode voltage, the load Z being in this way disconnected from the source.

In order to have the possibility of modifying the phase of the controlling impulses which are applied on the thyratron's grid, the iron-core coil was provided also with a winding which has N_p turns, supplied in D.C. from the source E_p in series with the regulating rheostat R_p.

The number of switchings in and of disconnections which can be effected by the present switch and also the switching in-time are a function of the slewing speed of the permanent magnet and of the ionization and deionization time of the thyratron.

The average value of the current rectified by the thyratron T, will depend also upon the slewing speed of the permanent magnet K.

b) In order that the A.C.-current should flow through the thyratron in his both alternances the switch, whose diagram is showed in Fig. 2, was provided with two thyratrons in antiparallel connection; the control of the grids was realized by two devices similar to that one proposed for the control of the grid of the thyratron from Fig. 1.

The switching in and the disconnection of the load to A.C.-source is done by setting the permanent magnet K. In the position showed in Fig. 2, the resonance condition is fulfiled for both ferroresonant circuits ($R_1L_1C_1$ and $R_2L_2C_2$) so that both thyratrons are conducting, and the receiver is connected to the supply. If the permanent magnet K is turning with a certain angle from the position showed in the figure, the inductivities L_1 and L_2 are both modified, the two circuits are operating off resonance and at the first passing through zero of the anode voltage the thyratrons T_{r1} and T_{r2} are both extinguished, disconnecting the receiver from the source in this way.

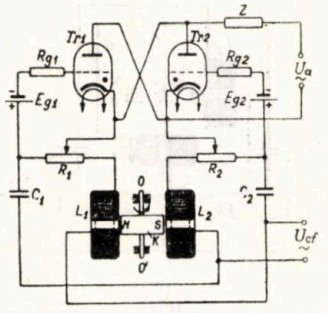


Fig. 2

c) For switching in and disconnecting three phase receivers to the supply, three single-phase switches are needed; they are of the same type as the ones described in the previous case and they are controlled by means of three permanents magnets fixed on the same axis.

3. D. C. Controlled Switch without Contacts

The difference between A. C. and D. C. switches without contacts is that the last ones need special circuits for extinguishing the thyratrons.

The diagram of the D. C. switch without contacts proposed by the authors is showed in Fig. 3. In this diagram T_{r1} is the main thyratron which ensures the switching in and the disconnecting of the load R to the D. C. supply U_a and T_{r2} is an auxiliary thyratron supplied with A. C. of U voltage, which is necessary for extinguishing the main thyratron T_{r1}. For controlling the grids of both thyratrons, controlling devices are used, which are similar to those described in the previous paragraphs.

3.1. Switching in Control of the Switch

Admitting that the initial position of the magnet K is $00'$, both thyratrons will be blocked because on their grids is applied the negative voltage of the source E_g only. For switching in the switch, the magnet K is turned from the $00'$-position to $11'$-position and his magnetic flux will modify the inductivity L_1, which determines the appearance of the resonance phenomenon in the $R_1L_1C_1$ circuit, and respectively the appearance of the voltage impulses on the resistance R_1, so that the thyratron T_{r1} begins to conduct, switching in the load to the D.C. supply.

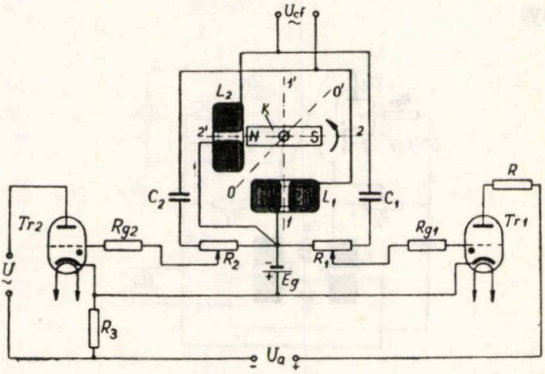


Fig. 3

3.2. Disconnecting Control of the Switch

For extinguishing the thyratron T_{r1}, respectively for disconnecting the switch, the magnet is turned from the $11'$-position into $22'$-position and the continuous magnetic flux produced will modify the inductivity L_2, producing the resonance phenomenon in the $R_2L_2C_2$ circuit. Simultaneously the inductivity L_1 is modified as the circuit $R_1L_1C_1$ should operate off resonance. The voltage impulses which appear on the resistance R_2 will produce the ignition of the auxiliary thyratron T_{r2} and the anode current of T_{r2} will determine on the resistance R_3 a continuous voltage drop U_{r3} in opposition to the anode voltage U_a which is applied to the thyratron T_{r1}. If the difference $U_a - U_{r3}$ is smaller than the ignition voltage of the thyratron T_{r1}, its extinguishing will occure, disconnecting the load R from the source. Procceding the turning of the magnet K, the $00'$-position will be reached again, when both thyratrons are blocked.

The number of switchings in and disconnections depends on the slewing speed of the magnet K, on the relative position of the magnet and of the two iron-core coils, and also on the ionization and deionization time of the thyratrons.

4. Design Elements of the Control Devices of the Proposed Switches

The choice of the ferroresonant circuit parameters, which is the basic element of the controlling device, will be made considering the size and the shape of the positive impulses necessary for controlling the thyratron's grid, used in the switch construction.

The theoretical and experimental study of the ferroresonant circuit at the variation of the inductivity of the toroidal iron-core coil was made in [1] and [2]. For controlling the jump of the current from the weak current characteristic to the heavy current characteristic and conversely, in a ferroresonant series circuit of R_0LC_0 parameters (fig. 4 *a*), supplied with an alternating voltage U_{cf} of angular pulsation ω, by modifying the inductivity L by pre-magnetization of the coil's core, by means of a continuous external magnetic field it is necessary that its parameters should fulfil the conditions:

$$\omega > \frac{1}{\sqrt{L_f C}}, \tag{1}$$

$$R > \left| \frac{1}{\left(\omega C - \frac{1}{\omega L_f}\right)\sqrt{\frac{3b_3^{*2} + 20b_5^{*}(\omega^2 L_f C - 1)}{9b_3^{*2} - 20b_5^{*}(\omega^2 L_f C - 1)}}} \right|, \tag{2}$$

where:

$$R = \frac{1 + \omega^2 R_0^2 C_0^2}{\omega^2 R_0 C_0^2}, \tag{3}$$

$$C = \frac{C_0}{1 + \omega^2 R_0^2 C_0^2}, \tag{4}$$

R and C being the resistance and the capacitance respectively of the ferroresonant series circuit from the Fig. 4 *b*, which is equivalent to the circuit from Fig. 4 *a*.

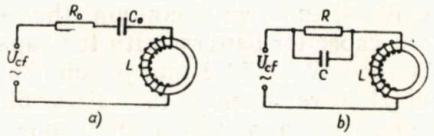


Fig. 4

The quantity L_f, in the relations (1) and (2), represents the value of the iron-core coil's inductivity from the ferroresonant series circuit showed in the Fig. 4 *b*, to which corresponds the fulfilment of the resonance condition for that circuit. L_f can be determined by means of the following relation:

$$V_f =$$

$$(5) \quad = \sqrt{\frac{6b^{3*}(\lambda_f-1) \pm \sqrt{9b_3^*(\lambda_f-1)^2 + 60b_5^*(\lambda_f-1)\lambda_f^2k^2 - 27b_3^{*2}\lambda_f^2k^2 + 60b_5^*(\lambda_f-1)^3}}{15b_5^*(\lambda_f-1) + \frac{27}{4}b_3^{*2}}}$$

where V_f represents the ratio amplitude of the iron-core coil's flux which is determined by the relation:

$$(6) \qquad V_f = \frac{\Phi_{mf}}{\Phi_n},$$

with:

$$(7) \qquad \Phi_n = \frac{\sqrt{2}U_{cf}\sqrt{1+\omega^2C^2R^2}}{NRC\omega^2};$$

Φ_{mf} is the maximal value of the flux determined from the magnetization curve of the iron-core of the coil.

In the relations (2) and (5) occur also the quantities:

$$(8) \qquad \lambda_f = L_fC\omega^2, \qquad (9) \qquad k = \frac{1}{RC\omega},$$

$$(10) \qquad b_3^* = b_3\Phi_n^2, \qquad (11) \qquad b_5^* = b_5\Phi_n^4.$$

In relations (10) and (11) the factors b_3 and b_5 are coefficients which depend upon the ferromagnetic material of the iron-core of the coil: they can be determined from the equation of the magnetization characteristic of the iron-core.

5. Practical Achievements

a) The controlled switch without contacts, whose diagram was given in Fig. 1, was realized using a TΓ-1-0.1/0.3 supplied with an A. C. voltage $U_a = 400$ V, the load current being 0.1 A.

The controlling device of the switch contains the ferroresonant circuit which consists of a linear capacitor battery with the capacitance $C=3.5$ μF, a linear resistor of resistance $R = 450\Omega$ and a coil having $N=950$ turns on an ultraperm Z toroidal core having the sizes $65\times50\times10$ mm, the thickness of the sheet being 0.5 mm, and a D.C. source with the voltage $E_g = 4$ V. The ferroresonant circuit is supplied with the A.C. voltage $U_{cf} = 6$ V having the frequency $f = 50$ Hz, from the secondary winding of a transformer. The iron-core was also provided with a winding having $N_p=200$ turns, supplied in D.C. current at the voltage $U_p = 4$ V; there is also a regulating rheostat R_p in series with the winding.

The switching in and the disconnection of the switch is done by modifying the inductivity L of the iron-core coil by means of a two-poles

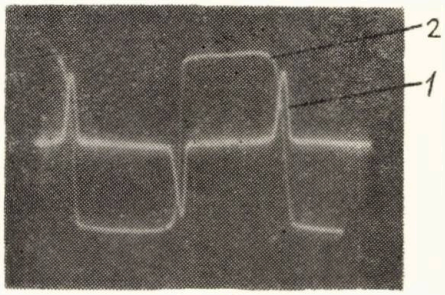
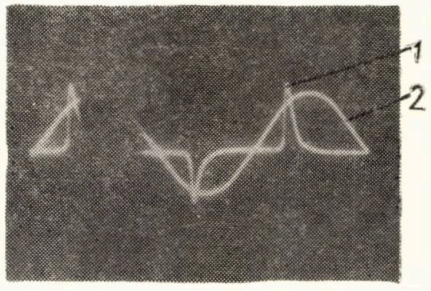
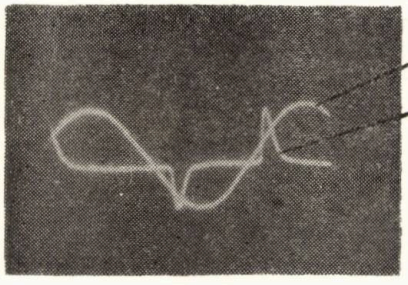


Fig. 5





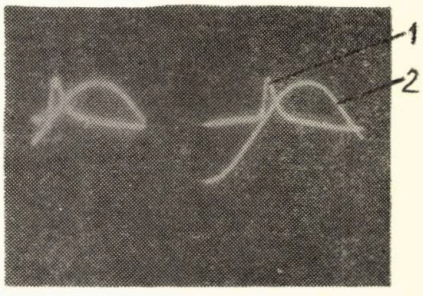


Fig 6

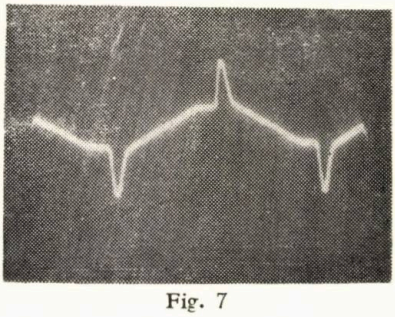


Fig. 7

permanent magnet of a cylindrical shape, turned round its axis by a regulating speed motor.

The oscillogram given in Fig. 5 shows the curves of the voltage drop across the resistance R (curve *1*) and across the capacitance C (curve *2*) of the ferroresonant circuit, when this operates unconnected to the thyratron grid.

The oscillograms given in the Fig. 6 a, b, c represent the voltage drop across the resistance R (curve *1*) for different values of the polarization current I_p compared with an A.C. sinusoidal reference voltage. They illustrate the possibility of regulating the phase of the impulses obtained on the resistance R by modifying the current I_p which allows the horizontal control of the thyratron's grid.

Fig. 7 shows the oscillogram of the impulses obtained on the resistance R from the ferroresonant circuit, when the switch is on, realizing the connecting of the receiver Z to the voltage source U_a.

b) It was also realized and experimented the diagram of the switch given in the Fig. 3 using as the main thyratron (T_{r1}) a ТГ-1-0.1/0.3 thyratron and as extinguishing thyratron a S1-0,2-i II E thyratron. The thyratron T_{r1} is supplied from the D.C. network with an anodic voltage $U_a = 120$ V, the load current being 0.1 A. The thyratron T_{r2} is supplied in A.C. current with a voltage of 220 V.

The parameters of the ferroresonant circuits used for controlling the grids of the two thyratrons have the values: $R_1 = 550\ \Omega$, $C_1 = 3\,5\ \mu$F, $R_2 = 250\ \Omega$, $C_2 = 9\ \mu$F. The coils L_1 and L_2 are identical; they have $N = 950$ turns, their toroidal ferromagnetic cores are made from ultraperm Z and have the sizes $65 \times 50 \times 10$ mm. The ferroresonant circuits were supplied from the secondary winding of a transformer with a voltage $U_{cf} = 6$ V having the frequency $f = 50$ Hz. The control of the switch was realized by means of a cylindrical permanent magnet having two poles, which can turn.

6. Conclusion

Schemes of controlled switches without contacts have been suggested; they have as a basic element the thyratron and the control of the switch was achieved through an original method based on the ferroresonance phenomenon.

The necessary elements for designing the proposed controlling device were also given.

The experimental tests confirm the possibility of using with good results the proposed switches and they point out the advantages of the controlling ferroresonant device used towards other controlling procedure known.

As the suggested switches avoid mechanical contacts both in the load circuit and in the controlling circuit, they can substitute advantageously the electromechanical switches in the schemes with high connecting in frequency, when a long serviceable life is required at high connecting in frequencies, in installations with explosion danger etc.

When the thyristors will become cheaper, these could replace the thyratrons in the schemes of the proposed switches without contacts, without complicating the schemes.

Received, February 2, 1971

Polytechnic Institute, Jassy,
Department of Electrical Machines,
Laboratory of General Electrotechnics

REFERENCES

1 Suchar I., Creţu A., Şerban Gh. *Contribuţii la studiul circuitului ferorezonant serie.* Electrotehnica, **18**, *10* (1970).
2. Lüder E., *Ein kontaktloser Schalter mit Hilfe des Ferroresonanzkreises.* ETZ-A **90**, *7* (1969).
3. Babikov M. A., *Aparate electrice* (translated from Russian). Vol. **I**, Ed. Tehn., Buc., 1959.
4. Wagner B., *Amplificatoare electronice pentru instalaţii industriale de comandă şi reglare* (translated from German). Ed. Tehn., Buc., 1960.
5. Strnad J., *Electronica tehnică* (translated from Czech). Ed. Tehn., Buc., 1959.
6. Bulgakov A. A., *Dispozitive electronice de comandă automată* (translated from Russian). Ed. Tehn., Buc., 1962.

SCHEME DE ÎNTRERUPĂTOARE FĂRĂ CONTACTE, COMANDATE

(Rezumat)

Se propun scheme de întrerupătoare fără contacte, folosind tiratroane comandate printr-un procedeu original, bazat pe ferorezonanţă. Se indică elementele necesare pentru proiectarea dispozitivului de comandă propus. Rezultatele experimentale obţinute evidenţiază avantajele dispozitivului de comandă preconizat, faţă de celelalte procedee de comandă cunoscute.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 537.56

CONTRIBUŢII PRIVIND NOI DISPOZITIVE PENTRU OBŢINEREA DE MEDII IONIZATE*)

DE

V. PRISĂCARU, CORNELIU HUŢANU şi DAN IOACHIM

1. Obţinerea unei cantităţi însemnate de aer ionizat într-un volum determinat este legată de numeroase aplicaţii industriale şi medicale. Ionizarea aerului (disocierea moleculelor de aer în ioni pozitivi şi negativi) se obţine, în principiu, fie folosind efectul corona ce apare între doi electrozi foarte ascuţiţi, alimentaţi la tensiune ridicată, fie prin realizarea unei descărcări în arc între eclatori alimentaţi de asemenea la tensiuni ridicate. Gradientul de potenţial ridicat, ce apare la vîrfurile de înaltă tensiune, expulzează în spaţiul înconjurător electroni, formîndu-se efluvii electrice care ionizează aerul.

Datorită existenţei vîrfurilor de înaltă tensiune ionizatoarele construite pe acest principiu, şi care pînă în prezent sînt cele mai folosite, prezintă pericol de electrocutare, fiind prevăzute cu dispozitive speciale de protecţie. De asemenea, datorită descărcărilor puternice la vîrfuri, acestea se distrug repede, eficacitatea lor scăzînd puternic în timp. Folosirea descărcării între doi eclatori necesită surse special dimensionate la tensiunea de scurtcircuit, descărcarea neputînd fi menţinută mult timp, realizîndu-se o funcţionare intermitentă a dispozitivului, a cărui eficacitate depinde de numeroşi factori (distanţa între eclatori, presiunea şi umiditatea mediului, compoziţie etc.).

Pericolul mare de electrocutare şi măsurile stricte de securitate fac ca dispozitivele de ionizare de acest tip să fie puţin folosite. În ultimul timp unii cercetători propun folosirea substanţelor radioactive, radiaţia cărora să permită ionizarea aerului înconjurător. Dar s-a constatat că doza de radiaţie este destul de mare şi devine periculoasă după un timp îndelungat de funcţionare.

Colectivul a realizat două tipuri de dispozitive bazate pe un principiu complet nou [3] de obţinere a unui curent de ionizare, prin producerea unor descărcări „alunecătoare". În timp ce descărcarea corona apare în volumul de aer din intervalul dintre electrozi, pentru descărcarea alunecătoare este caracteristic faptul că aerul este înlocuit cu un dielectric dur, fixat între doi electrozi metalici (fig. 1): unul cu rază mică de curbură (*1*), plasat pe suprafaţa dielectricului (*2*), şi celălalt electrod, plan,

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 28–30 septembrie 1967.

(3), dispus pe suprafaţa opusă. Apariţia unui curent electric în acest caz este posibilă numai pentru tensiuni alternative, întrucît în curent continuu reacţia de volum a sistemului împiedică apariţia acestuia.

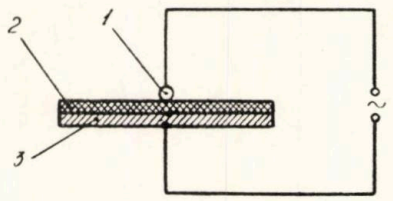


Fig. 1

2. Aplicînd un cîmp electric unui dielectric, acesta se polarizează, fiind, în regim nestaţionar, sediul unui curent. În curent alternativ se poate scrie expresia curentului de încărcare—descărcare pentru sistemul din fig. 1:

$$\underline{I} = j\omega C\underline{U} = j\omega\varepsilon_r C_0\underline{U} = j\omega\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}C_0\underline{U}, \tag{1}$$

unde C, C_0 reprezintă capacitatea reală a sistemului, respectiv capacitatea în vid. Datorită dependenţei permitivităţii de antecedentele cîmpului, capacitatea unui condensator depinde de frecvenţa tensiunii aplicate. De asemenea apare un defazaj între cîmp şi inducţie, propriu dielectricilor reali.

Antecedentele cîmpului influenţează variaţia polarizării **P** în timp, fenomenul manifestîndu-se ca o întîrziere a efectului (**D**) faţă de cauză (**E**), cunoscut sub denumirea de inerţie, isterezis sau post-efect electric [2]. Valoarea inducţiei electrice D la momentul t, datorită aplicării cîmpului E, în cazul cel mai general se poate scrie:

$$D(t) = k\,E(t) + \int_{t_0}^{t} f(u)\,E(t')\,dt', \tag{2}$$

unde primul termen reprezintă componenta inducţiei lipsită de inerţie şi care depinde numai de valoarea cîmpului la momentul considerat, iar al doilea termen corespunde fenomenului de isterezis electric, caracterizat prin funcţia ereditară $f(u)$ ce depinde de variaţia polarizării (implică procese microscopice din substanţă). Prin t_0 s-a notat momentul iniţial al aplicării cîmpului.

Se consideră dielectricul condensatorului polarizat de un cîmp $\underline{E} = E_0 e^{j\omega t}$, astfel încît procesele tranzitorii să fie stinse ($t_0 = -\infty$).

În cazul cel mai general, funcţia ereditară este descrisă de o sumă de funcţii exponenţiale. În lucrarea de faţă, pentru funcţia ereditară se consideră forma cea mai simplă de tip simplu exponenţial:

$$f(u) = f(0)e^{-u/\tau},$$

unde $u = t - t'$ reprezintă întîrzierea iar τ — timpul de relaxare ce defineşte rapiditatea descreşterii post-efectului.

În aceste condiţii relaţia (2) devine:

$$\underline{D} = kE_0 e^{j\omega t} + \int_{-\infty}^{t} f(0)\,e^{-(t-t')/\tau}\,E_0\,e^{j\omega t'}\,dt' = \left[k + f(0)\frac{\tau}{1+j\omega\tau}\right]\underline{E}. \tag{3}$$

Deoarece $\underline{D} = \varepsilon \underline{E}$, rezultă pentru permitivitate expresia:

$$\underline{\varepsilon} = k + f(0)\frac{\tau}{1 + j\omega\tau}, \tag{4}$$

care are un caracter complex, denumită și permitivitate complexă. Efectuînd calculele se obține:

$$\varepsilon = k + f(0)\frac{\tau}{1 + \omega^2\tau^2} - jf(0)\frac{\omega\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} = \varepsilon' - j\varepsilon''. \tag{5}$$

Substituind în (1) rezultă:

$$\underline{I} = j\omega\frac{C_0}{\varepsilon_0}\underline{U}\underline{\varepsilon} = j\omega\frac{C_0}{\varepsilon_0}\underline{U}(\varepsilon' - j\varepsilon'') = (\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')\frac{C_0}{\varepsilon_0}\underline{U}. \tag{6}$$

Pe de altă parte se poate scrie curentul total prin condensator ca fiind constituit din curentul de deplasare și curentul de conducție (de fapt curentul de absorbție și curentul de conducție) care produce pierderi de energie în dielectric, caracterizate prin conductibilitatea G:

$$I = (j\omega C + G)\underline{U}. \tag{7}$$

Comparînd relațiile (6) și (7) rezultă $G = \omega\varepsilon'' C_0/\varepsilon_0$, variabilă cu frecvența; ε'' reprezintă permitivitatea dielectricului.

Astfel se explică apariția defazajului, datorat efectului de întîrziere electrică între cîmpul aplicat și inducția electrică

$$\underline{D} = D_0 e^{j(\omega t - \delta)} \quad \text{cu} \quad \operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}. \tag{8}$$

Se poate conchide că sistemul din fig. 1 se prezintă ca un condensator cu pierderi mari care depind de frecvența tensiunii de alimentare.

3. În domeniul frecvențelor industriale, rolul esențial în procesul variației permitivității cu frecvența îl joacă neomogenitățile dielectricului. Sub influența unui cîmp alternativ, neomogenitățile chimice, sub formă de ioni străini, se deplasează învingînd rezistența mediului pînă cînd ionii sînt opriți de neomogenitățile geometrice (fisuri); aceste deplasări au un caracter periodic.

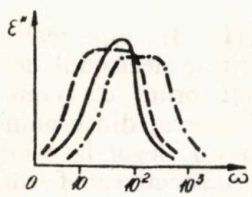


Fig. 2

Studiul exact al variației celor două componente ale permitivității complexe este extrem de anevoios, în calculul lor intervenind funcții ereditare cu timpuri de relaxare diferite.

Pierderile (ε'') în domeniul frecvențelor joase (1...10^3 Hz) descresc repede cu frecvența (fig. 2) și pentru frecvența 50 Hz se impune folosirea

anumitor materiale. Evident, funcție de tipul materialului, deci funcție de tipul funcției ereditare, curba coeficientului de pierderi va putea fi mai mult sau mai puțin aplatizată, putîndu-se obține o dependență exactă a eficacității sistemului descris funcție de frecvență și de tipul dielectricului. Evident, aceste considerații urmează a fi verificate pe cale experimentală.

Variația pierderilor în circuitul considerat este condiționată nu numai de conductibilitatea ohmică și reorientarea dipolilor, ci și de caracterul distribuției sarcinii la suprafața dielectricului.

4. Apariția sarcinilor alunecătoare la suprafața dielectricului din schema reprezentată în fig. 1 se poate explica astfel: prin trecerea, de exemplu, a alternanței negative la electrodul *1*, cu rază mică de curbură, se produce un gradient mare de potențial. Anumite proeminențe ale suprafeței sale rugoase încep să emită electroni sub acțiunea cîmpului electric. Stratul foarte subțire de aer dintre acest electrod și dielectricul *2* se ionizează puternic prin efect corona. Întrucît dielectricul reprezintă o barieră pentru sarcinile care se deplasează spre el, acestea se dispun pe suprafața lui și se răspîndesc de-a lungul ei sub influența componentei normale a cîmpului electric. Tensiunea la care se observă formarea sarcinilor alunecătoare [3] se poate determina cu formula:

$$U = \frac{1{,}355}{C^{0{,}44}}, \text{ [kV]}, \tag{9}$$

unde C se ia în F/cm² și reprezintă capacitatea specifică de suprafață la descărcare.

Gradientul de potențial necesar pentru apariția descărcării alunecătoare, poate fi obținut legînd electrodul *1* la pămînt și alimentînd celălalt electrod la tensiune înaltă (cuprinsă în acest caz între 4 și 6 kV).

5. Din cele expuse rezultă posibilitatea utilizării unor dispozitive de cele mai variate forme, adecvate cerințelor.

Dispozitivele construite de colectiv se prezintă sub formă de cilindri sau plăci.

Dispozitivul cilindric (fig. 3*b*) este realizat din două tuburi metalice cu $\varnothing_{ext} = 17$ mm, care constituie electrodul de înaltă tensiune *3*, (fig. 3*a*) introdus într-un tub de policlorură de vinil *2*, peste care este înfășurat un fir subțire de 0,1 mm diametru, din cromnichel, care formează electrodul cu rază mică de curbură *1*, legat la pămînt. Avantajul acestui sistem constă în faptul că poate fi construit sub formele cele mai variate (cilindri, plăci etc.). Pentru obținerea unor cantități însemnate de aer ionizat am conceput dispozitivul cu plăci (fig. 4*a*), la care electrodul de înaltă tensiune *3* este o placă subțire metalică, bună conducătoare (aluminiu, alamă, cupru etc.), prinsă între două folii de plastic *2*. Pe ambele părți ale suprafețelor exterioare ale dielectricului se dispune electrodul din sîrmă de cromnichel *1*, legat la pămînt. Evident, suprafața activă poate fi obținută oricît de mare, plăcile putînd fi constituite și în baterii (fig. 4*b*). La acest dispozitiv se poate realiza disiparea direcției și cantității de aer ionizat,

fiind prevăzut cu un ventilator cu debit reglabil. Curentul ce parcurge electrodul de înaltă tensiune este în general mult mai mic decît 10 mA, limită impusă de normele securităţii muncii, fiind limitat de o rezistenţă (fig. 3 *b*) a cărei valoare variază funcţie de tipul şi grosimea dielectricului folosit.

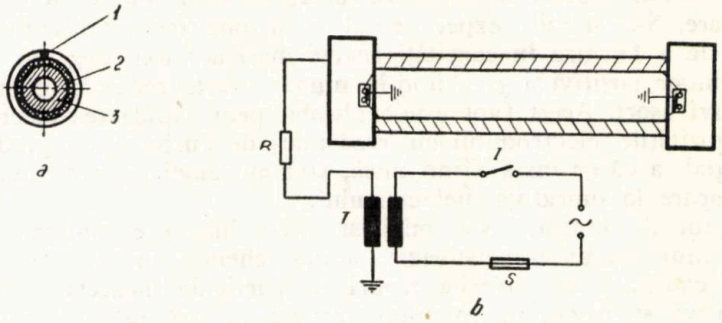


Fig. 3

În ambele dispozitive descrise s-a folosit ca dielectric, material plastic cu grosimi cuprinse între 0,8 şi 1,5 mm, care rezistă la tensiuni de 10 kV. Sursa de alimentare este un transformator ridicător de tensiune de 0,220/9 kV, cu priză mediană la 4,5 kV, consumînd o putere de circa 3...5 W.

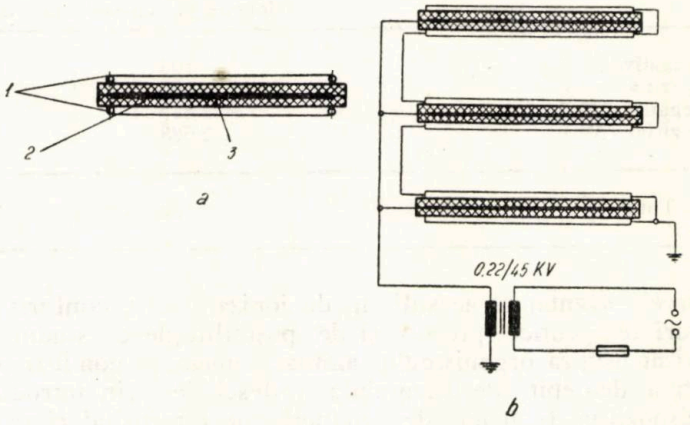


Fig. 4

Experimental s-a stabilit că pasul optim al înfăşurării electrodului de cromnichel este cuprins între 10 şi 15 mm. Sîrma rezistivă a fost aleasă ţinînd seama de faptul că curentul care provoacă ionizarea încălzeşte sîrma cu cît rezistenţa este mai ridicată, crescînd astfel numărul de puncte active ce produc ionizarea, eficacitatea crescînd în timp.

6. Aceste dispozitive au un cîmp foarte vast de aplicabilitate, în diferite ramuri industriale, în cercetări biologice şi în terapie.

a) Este binecunoscută influenţa extrem de favorabilă ce o are aerul de munte — ozonizat — asupra diverselor afecţiuni cît şi asupra organismului sănătos. Această acţiune se datoreşte influenţei exercitate de cantităţi mari de aeroioni uşor negativi asupra metabolismului, intensificînd procesele de asimilare. S-a stabilit experimental că dispozitivele construite au „predilecţia" de a furniza în cantităţi foarte mari aeroioni negativi uşori, restul aeroionilor pozitivi şi grei fiind în număr foarte redus în comparaţie cu cei negativi uşori. Acest fapt este explicabil prin expulzarea electronilor de către rugozităţile electrodului cu rază mică de curbură, cu gradient mare de potenţial, a căror masă fiind mică, sînt antrenaţi uşor de „vîntul electric" ce apare la suprafaţa dielectricului.

Gradul de ionizare s-a măsurat într-o încăpere complet închisă, cu ajutorul unui aparat tranzistorizat, avînd schema din fig. 5, ce permite stabilirea cantităţii de diferite tipuri de particule încărcate (ioni uşori şi grei, pozitivi şi negativi), în timp, într-un cm^3. Rezultatele măsurătorilor sînt date în tabelul 1.

Tabelul 1

Categoria de ioni	Gradul de ionizare a aerului din camera de experimentare	
	înainte de ionizare	în timpul ionizării
Uşori, negativi (n^-)	103	13 969
Uşori, pozitivi (n^+)	123	2 345
Grei, negativi (N^-)	2 345	6 938
Grei, pozitivi (N^+)	2 628	1 465
Total	5 199	24 717

b) Marele avantaj al acestui tip de ionizator este conferit de utilitatea sa în scopuri terapeutice precum şi de posibilităţile de studiu a efectului aerului ionizat asupra organismului animal şi uman, în condiţii de laborator. O perspectivă deosebit de favorabilă se deschide prin introducerea unor astfel de dispozitive în halele de producţie ale întreprinderilor industriale. Aerul se desprăfuieşte şi devine saturat în aeroioni negativi, putîndu-se realiza un climat propice desfăşurării în condiţii optime a activităţii productive.

c) Un domeniu complet diferit de aplicare îşi găseşte acest tip de ionizator în marea majoritate a ramurilor industriale care lucrează cu substanţe izolatoare (dielectrici). Datorită trecerii cu viteză mare peste părţile metalice ale utilajelor, materialul izolator de prelucrat (hîrtia, cauciucul,

materialul plastic, textilele etc.) se încarcă cu electricitate statică. Fenomenele foarte complicate care însoţesc acest proces sînt caracterizate prin efecte defavorabile de ordin fiziologic şi economic. Operatorilor şi manipulanţilor care vin permanent în contact cu astfel de materiale li se inflamează părţile din corp neprotejate (pielea şi ochii). Pe de altă parte, datorită încărcării cu polarităţi diferite a celor două feţe ale dielectricului, produsele sub formă de foi sau plăci se „lipesc" între ele, fiind greu de desfăcut. Acest fenomen este resimţit în special în industria poligrafică şi de hîrtie. Totodată, încărcarea puternică a materialelor amintite poate duce la descărcări spontane, care pot provoca incendii şi electrocutări.

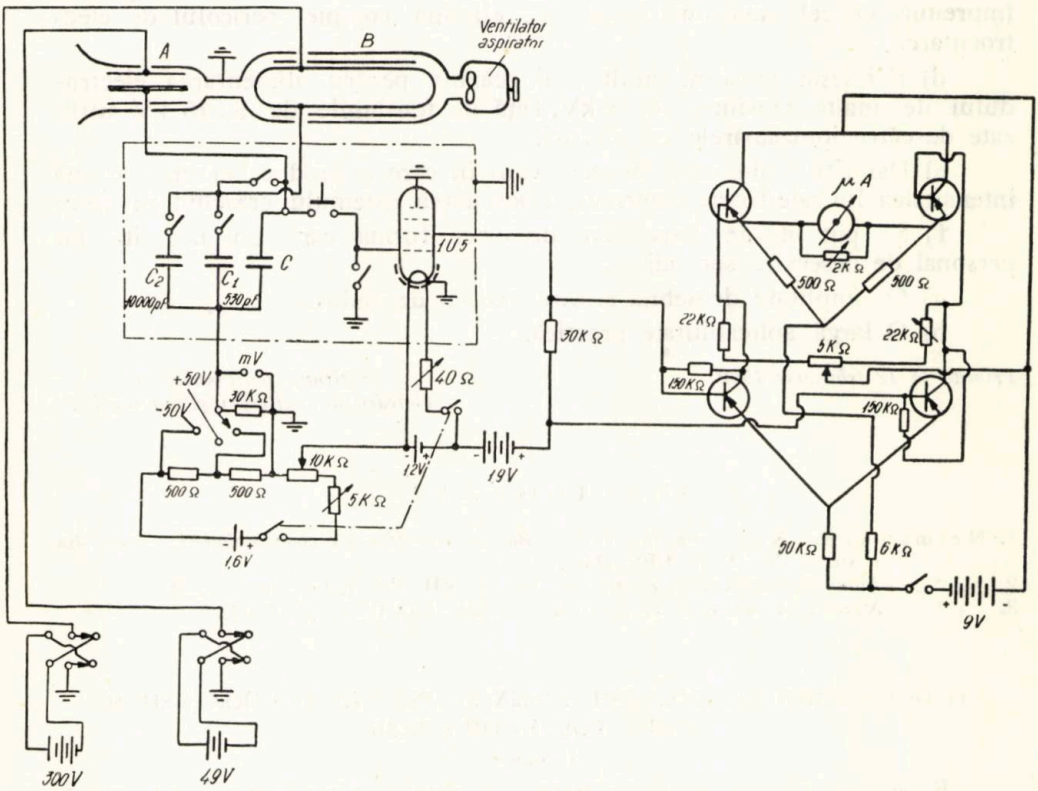


Fig. 5

Eliminarea acestui fenomen prin legarea utilajelor la pămînt, este practic ineficace, particulele încărcate fiind legate de material. Dacă însă un dispozitiv de ionizare — denumit în acest caz *neutralizator* — este apropiat de materialul în mişcare, încărcat cu electricitate statică, apare o

interacţiune între sarcinile electrice generate şi sarcina materialului, neutralizînd-o pe aceasta din urmă.

7. Din consideraţiile teoretice, verificate experimental, rezultă că sistemul prezentat pentru obţinerea particulelor ionizate, prezintă avantaje incontestabile faţă de sistemele cunoscute şi anume:

a) Permite izolarea sursei de înaltă tensiune, respectiv a electrodului de înaltă tensiune, de personalul de deservire.

b) Consumă o putere foarte redusă, de ordinul waţilor, impusă de curentul de pierderi care circulă prin sistem.

c) Electrodul care produce ionizarea este legat la pămînt, fapt care împreună cu cel menţionat la pct. a), elimină complet pericolul de electrocutare.

d) Foloseşte tensiuni mult mai scăzute pentru alimentarea electrodului de înaltă tensiune, 4...6 kV, faţă de tensiunile de 9...15 kV utilizate de către ionizatoarele cu vîrfuri.

e) Datorită volumului de aer redus în care se produce efectul corona intensitatea lui este foarte puternică, eficacitatea sistemului crescînd în timp

f) Se pot obţine dispozitive de orice formă care nu necesită un personal de deservire specializat.

g) O simplitate deosebită şi cost extrem de redus.

h) O largă aplicabilitate practică.

Primită la 12 februarie 1969

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de utilizări şi automatizări

BIBLIOGRAFIE

1. Neiman L. R., Kalantarov P. L., *Bazele teoretice ale electrotehnicii*, (trad din l. rusă). Vol. **I, II**, EES, Buc., 1955.
2. * * * *Manualul inginerului electrician.* Vol. **I, VII**, Ed. Tehn., Buc., 1958.
3. * * * *Noutăţi în industria poligrafică.* Culegere I.D.T., 7, 37 (1964).

ОТНОСИТЕЛНО РЕАЛИЗАЦИИ НОВЫХ УСТРОИСТВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИОНИЗИРОВАННОЙ СРЕДЫ

(Резюме)

В настоящей работе рассматривается возможность сильной ионизаций некоего обема воздуха используя принцип, отлучающйся от классических, так называемый „скользяющий" разряд [3]. На основе этого приципа были реализированы два типа устройств: трубчатные и плоские. При помощи этих устройств можно получить ионизированную среду с применением в медицине и индустрии, для нейтрализации статических зарядов. Массовые производство легких отрицательных ионов (таблица 1) стимулирующих метаболизм, позволило, в первую очередь, изучить применения этих устройств для проведения биологических и терапеутических исследований.

BULETINUL INSTITUTULUI POLITEHNIC DIN IAŞI
Tomul XVII (XXI), fasc. 3–4, 1971
Secţia III
ELECTROTEHNICĂ. ELECTRONICĂ. AUTOMATIZĂRI

C. Z. 631.3; 62'-5

CERCETĂRI EXPERIMENTALE ASUPRA DETERMINĂRII PUTERII MOTORULUI DE ACŢIONARE ELECTRICĂ A TOCĂTOAREI DE FURAJE T. M. S. – 6M*)

DE

GR. TAŞCĂ

1. Introducere

Tocătoarea de furaje T. M. S. – 6M, construită la uzinele „7 Noiembrie", Craiova face parte din grupa de maşini şi utilaje folosite în sectorul zootehnic pentru conservarea furajelor şi pregătirea hranei, reprezentînd unul din consumatorii importanţi de energie.

Cu toate avantajele pe care le prezintă acţionarea electrică a maşinilor şi utilajelor cu proces de lucru static, din agricultură şi zootehnie, în unele unităţi din aceste sectoare aceste maşini continuă să fie acţionate cu motoare termice, sistem care prezintă dezavantaje în comparaţie cu cel de acţionare electric.

Într-o lucrare anterioară [4] s-au studiat posibilităţile de alegere corectă a puterii motorului de acţionare electrică a tocătoarei pe baza unei diagrame de sarcină echivalentă cu respectarea condiţiilor de încălzire şi verificare la cuplu maxim.

În prezenta lucrare se verifică experimental atît consideraţiile teoretice făcute asupra cinematicii şi dinamicii sistemului de acţionare electrică, cît şi a rezultatelor obţinute.

Încercările experimentale şi analiza procesului tehnologic de tocare a furajului au avut în vedere şi posibilităţile de utilizare cît mai raţională a motorului ales.

2. Metodica de lucru

Ca metodă de lucru s-au respectat indicaţiile prezentate în literatura de specialitate [3], [5] privind desfăşurarea procesului tehnologic de tocare şi a condiţiilor zootehnice cerute.

Încercările experimentale s-au efectuat cu o tocătoare de furaje T. M. S. – 6M tip 1964, la ferma didactică „Gh. Asachi" a Institutului agronomic „Ion Ionescu de la Brad" din Iaşi.

---

*) Prezentată la sesiunea ştiinţifică a Institutului politehnic din Iaşi, 2—4 iulie 1970.

Încercările s-au efectuat în condiţii reale de exploatare, atît la funcţionarea la gol cît şi în sarcină, în care scop s-au determinat puterea absorbită de la reţea, cuplul rezistent total static şi dinamic, variaţia puterii în cazul tocării a diferite furaje.

Pentru determinarea parametrilor sus amintiţi s-au studiat indicii de lucru recomandaţi în literatura de specialitate şi anume:

a) Gradul de mărunţire a furajelor a fost obţinut funcţie de viteza de lucru a benzii transportoare realizată prin schimbarea perechilor de roţi dinţate corespunzătoare. Lungimile furajului tocat au fost cuprinse între 5,7... 31,6 mm pentru fîn şi 12,6...87,5 mm pentru porumb furajer.

b) Debitul de lucru (productivitatea efectivă) a fost determinat pe baza timpului de lucru continuu cronometrat şi a cantităţii de material tocat, durata minimă a probei variind între 1,5...2,5 min. Debitele obţinute pentru diferite viteze de lucru ale benzii transportoare au fost cuprinse între 0,542...1,846 t/h pentru fîn şi între 0,32...4,87 t/h la porumb furajer.

Pentru a reduce cît mai mult efectul patinării curelei de transmisie, acţionarea tocătoarei s-a făcut cu un motor electric avînd caracteristicile: $n_n = 1\,450$ rot/min, $P_n = 7{,}5$ kW, de unde rezultă:

$$i = \frac{n_n}{n_r} = \frac{1\,450}{500} = 2{,}9.$$

Motorul a fost alimentat de la reţeaua de tensiune trifazată prin intermediul unui autotransformator pentru a obţine gama de turaţii urmărită la pornire.

3. Determinarea puterii motorului de acţionare

3.1. Puterea la arborele motorului (P_0), necesară pentru acţionarea tocătoarei la funcţionarea la gol în gama de turaţii 50...500 rot/min a rotorului de tocare (n_r), s-a determinat pe baza măsurătorilor efectuate ţinînd cont de randamentul motorului, iar cuplul rezistent pe arborele motorului (M_0), pentru aceeaşi gamă de turaţii, s-a calculat cu relaţia:

$$M_{0i} = 9\,550 \frac{P_{0i}}{n_{mi}}, \text{ [Nm]}. \tag{1}$$

Variaţiile puterii şi a cuplului rezistent pe arborele motorului. la funcţionarea la gol a tocătoarei, se indică în graficele din fig. 1.

După cum se poate observa din alura curbelor de variaţie ale puterii şi cuplului, datorită faptului că rotorul de tocare este prevăzut la extremităţi cu palete pentru evacuarea pneumatică a furajului tocat în siloz, maşinii îi este imprimat caracterul de maşină de lucru de tip ventilator.

3.2. Determinarea puterii (P) şi a cuplului rezistent pe arborele motorului (M) la funcţionarea în sarcină s-a efectuat prin măsurători la funcţionarea în sarcină pentru diferite viteze de lucru ale benzii trans-

portoare (v_b) şi pentru tocarea a diferite furaje: masă verde, lucernă, trifoi, fîn, paie, porumb furajer.

Pentru funcţionarea în sarcină s-au considerat drept măsurători de bază cele efectuate în regim continuu pentru fîn şi paie, cunoscînd că în general, la tocarea materialului verde, pentru un anumit grad de umiditate, puterea necesară este mai mică.

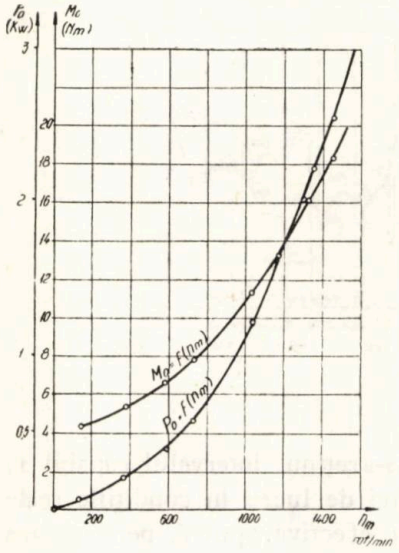


Fig. 1

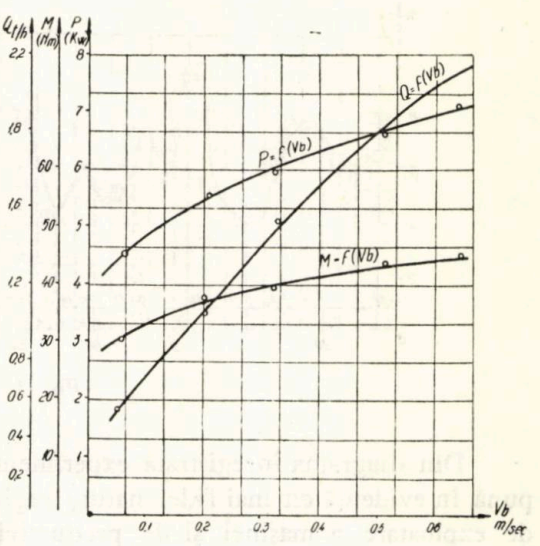


Fig. 2

Curbele de variaţie ale puterii (P), cuplului rezistent total pe arborele motorului (M) şi productivităţii efective (Q) în regim continuu, la funcţionarea în sarcină a tocătoarei, în funcţie de viteza de lucru a benzii transportoare, sînt reprezentate în graficele din fig. 2.

Din analiza modului de variaţie a parametrilor studiaţi la funcţionarea în sarcină, funcţie de viteza de lucru a benzii transportoare, se observă că odată cu creşterea acesteia atît puterea cît şi cuplul rezistent pe arborele motorului cresc în mod sensibil. Creşterea vitezei de lucru a benzii transportoare are ca rezultat creşterea lungimilor de tocare a furajului, conducînd în final la o sporire a productivităţii, ceea ce se observă şi din grafic (pentru $v_b \rightarrow 0{,}4$ m/sec puterea şi cuplul variază puţin în timp ce productivitatea efectivă creşte repede). Creşterea vitezei de lucru a benzii este limitată însă atît de cerinţele zootehnice de tocare a furajului, cît şi de faptul că o creştere a vitezei peste limita celei de lucru admisă ar provoca înfundarea maşinii şi totodată supraîncărcarea motorului de acţionare.

Funcţionarea tocătoarei la viteza optimă de lucru a benzii transportoare (care se stabileşte funcţie de natura furajului şi a cerinţelor zooteh-

nice de tocare) pe lîngă că evită înfundarea maşinii, are ca rezultat o producţie sporită şi de calitate.

Pentru calculul puterii motorului de acţionare din condiţiile de încălzire, adică a puterii echivalente, s-a efectuat înregistrarea variaţiei puterii în timp pentru condiţii reale de lucru (fig. 3).

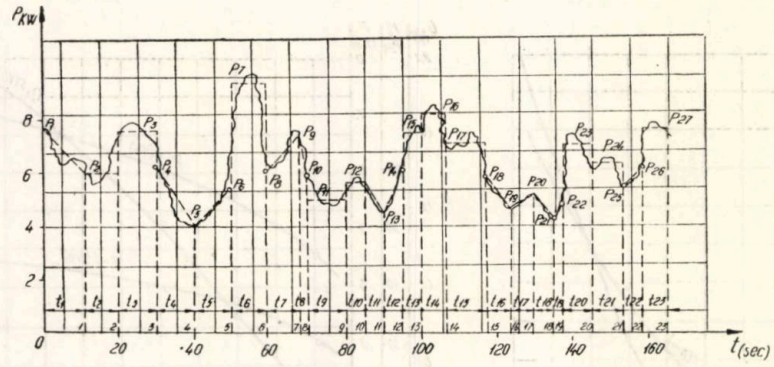


Fig. 3

Din diagrama înregistrată experimental s-areţinut intervalul capabil să pună în evidenţă cît mai fidel natura regimului de lucru în condiţiile reale de exploatare a maşinei şi de productivitate efectivă optimă, pentru care timpul minim de lucru a avut valori cuprinse între 1,5...2,5 min.

Curba de variaţie a puterii în timp avînd un caracter aleator, pentru calculul puterii motorului diagrama reală se substituie cu una constituită din segmente de dreaptă (paralele cu axele de coordonate şi înclinate), echivalentă din punct de vedere al încălzirii (reprezentată cu linie întreruptă — fig. 3).

Puterile şi timpii corespunzători fiecărui interval din diagrama echivalentă sînt centralizaţi în tabelul 1.

Tabel

	0...1	1...2	2...3	3...4	4...5	5...6	6...7
P, [kW]	7,7 6	6	7,7	6,26 4	4 5,3	9,38	6 7,42
t, [sec]	10	9	10	10	10	9	9

Calculul puterii echivalente se efectuează cu relaţia:

$$P_{echiv} = \sqrt{\frac{1}{\sum_1^n t_i} \sum_1^n \int_0^t P^2 dt}, \quad [kW], \tag{2}$$

care aplicată intervalelor diagramei echivalente devine:

$$P_{echiv} = \sqrt{\frac{\int_0^{t_1} \left[P_1 - \frac{t}{t_1}(P_1 - P_2)\right]^2 dt + \int_{t_1}^{t_1+t_2} P_2^2 dt + \ldots + \int_{t_1+\ldots+t_{14}}^{t_1+\ldots+t_{15}} P_{17}^2 dt + \int_{t_{15}}^{t_{16}} \left[P_{18} - \frac{t}{t_{16}}(P_{18} - P_{19})\right] dt}{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + \ldots + t_{14} + t_{15} + t_{16}}},$$

sau

$$P_{echiv} = \sqrt{\frac{(P_1^2 + P_2^2 + P_1 P_2)\frac{t_1}{3} + P_2^2 t_2 + \ldots + P_{17}^2 t_{15} + (P_{18}^2 + P_{19}^2 + P_{18} P_{19})\frac{t_{16}}{3}}{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + \ldots + t_{14} + t_{15} + t_{16}}}. \tag{3}$$

Înlocuind în relaţia (3) valorile puterilor şi ale timpilor corespunzători intervalelor respective se obţine valoarea puterii echivalente:

$$P_{echiv.} = 6{,}58 \text{ kW}. \tag{4}$$

Motorul de putere imediat superioară şi a cărui producţie de serie este standardizată are caracteristicile: tip ASI − 132M/4, $P_n = 7{,}5$ kW, $U_n = 380$ V, $I_n = 15{,}4$ A, $\cos\varphi = 0{,}86$, $\eta = 0{,}865$, $\lambda = 2{,}2$.

Întrucît $P_n > P_{echiv.}$ rezultă că motorul satisface condiţiile de încălzire.

Pentru a verifica motorul la suprasarcină se impune ca cuplul maxim corespunzător vîrfului de putere maximă de pe curba de solicitare a puterii să fie mai mic sau cel mult egal cu cuplul maxim dezvoltat de motor în ipoteza că se admite o cădere de tensiune $\Delta U \leqslant 15\ \%$. Aşadar

$$M_{maxm} = 0{,}85^2\ \lambda\ M_n = 78{,}2 \text{ Nm} > M_{maxs} = 63{,}8 \text{ Nm}. \tag{5}$$

lul 1

7...8	8...9	9...10	10...11	11...12	12...13	13...14	14...15	15...16
7,42 5,86	5	5,72	5,72 4,57	4,57 6,14	7,55	8,28	7,28	6 4,7
2	10	5	5	5	5	7	10	7

Deoarece cuplul maxim dezvoltat de motor este 2,2 M_n, se poate considera că motorul va face faţă solicitărilor mecanice impuse de natura procesului tehnologic de tocare a furajelor.

În cazul unităţilor zootehnice la care se pune problema îmbunătăţirii factorului de putere este indicat să se acţioneze tocătoarea cu motorul asincron trifazat cu rotorul în scurt-circuit tip ASI — 132 M/2.

4. Concluzii

Din analiza încercărilor experimentale efectuate şi a rezultatelor obţinute se constată următoarele:

1. Productivitatea efectivă fiind mai mică decît cea prescrisă în cartea tehnică a maşinii, rezultă că atît tocătoarea cît şi motorul electric de acţionare sînt insuficient utilizate. În acest caz puterea motorului poate fi mai mică decît cea indicată în cartea tehnică a maşinii.

2. În cazul cînd se poate asigura productivitatea prescrisă în cartea tehnică a maşinii—ceea ce este posibil doar printr-o exploatare cît mai eficientă (alimentare continuă şi cît mai uniformă)—şi mări capacitatea transportorului de evacuare pneumatică a furajului tocat pentru a înlătura înfundarea maşinii, acţionarea tocătoarei se poate face cu motorul electric ales (recomandat).

3. Pentru mărirea posibilităţilor de alimentare cît mai uniformă se propune ca banda transportorului de alimentare să aibă lăţimea de 400 mm (cea standardizată). De asemenea pentru îmbunătăţirea acţionării tocătoarei (atenuarea gradului de neuniformitate, simplificarea transmisiei) se propune mărirea numărului de cuţite la 4 şi studierea posibilităţilor de înlocuire a sistemului de transmisii cardanice cu roţi dinţate.

4. Folosirea tocătoarei fiind oarecum sezonieră şi pentru a da o utilizare cît mai bună motorului de acţionare, în restul timpului acesta poate fi folosit pentru acţionarea altor utilaje de putere corespunzătoare (uruitoare de porumb, transportoare pentru încărcat silozuri etc.).

Primită la 21 iulie 1971

Institutul politehnic, Iaşi,
Catedra de utilizări electrice şi automatizări

BIBLIOGRAFIE

1, Boţan N. V., *Utilizarea energiei electrice în agricultură.* EDP, Buc., 1967.
2. Nazarov G. I., *Acţionarea electrică în agricultură,* (trad. din l. rusă). Ed. Tehn., Buc., 1952.
3. Базенков В. Ф. *Практикум по механизации животноводческих ферм.* Изд. „Колос", Ленинград, 1965.
4. Taşcă Gr., *Unele consideraţii asupra cinematicii şi dinamicii acţionării electrice a tocătoarei de furaje grosiere T.M.S. —6M.* Bul. Inst. polit. Iaşi, **XVII (XXI)**, *3—4*, s. IV (1971).
5. * * * Analele I.C.M.A. — Lucr. şt, **X**, 229—249.

ОПЫТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СВЯЗИ С ОПРЕДЕЛЕНИЕМ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ КОРМОЗЕРКИ Т. М. S. — 6М

(Резюме)

Опытные исследования производились с целью определения теоретических условий для проектирования электрокормозерки.

Анализ технологического процесса проводился с целью выявить некоторые способы продуктивной эксплуатации кормозерки для того, чтобы получить наилучшую производительность и многочисленное использование электродвигателя.

Nr. coli tipar : 12,50

Tiparul executat la Întreprinderea poligrafică Iași, str. V. Alecsandri 12
sub comanda
Republica Socialistă România